PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 8 — 15. April 1928 — Redaktionsschluß für Nr. 10 am 10. Mai 1928 — 29. Jahrgang

INHALT:

Originalmitteilungen:

E. Weitkamp, Über Ionenstrahlen. S. 217.

G. G. Reißaus, Mitteilung zum Kristalldetektorproblem. S. 223.

H. Heuer, Darstellung der hydrodynamischen Kräfte. S. 225.

O. Devik, Einige Anwendungen des technischen Wechselstromes als Kurzzeitmesser. S. 228.

W. Anderson, Über die Hypothese von H. Petersen, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch β-Strahlen erwärmt werden. S. 232.

Vorträge und Diskussionen des IV. Deutschen Physikertages in Kissingen vom 18.—24. September 1927:

A. P. Weber, Eine neue Methode höchster Genauigkeit zur interferometrischen Wellenlängenmessung und ihre erstmalige Anwendung zur Vorbestimmung der für den deutschen Anschluß des Meters an Lichtwellen vorgesehenen Kryptonlinien S. 233.

Berichtigung. S. 240.

Tagesereignisse. S. 240.

Personalien. S. 240.

Gesuche. S. 240.

Angebote. S. 240.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Ionenstrahlen.

Von E. Weitkamp.

1. Einleitung.
2. Die Apparatur.
3. Die Substanzen.
4. Der Parallelismus zwischen Schmelzpunkt und der Temperatur des Beginns der Emission.
5. Das Verhalten der Salze in der Nähe und oberhalb des Schmelzpunktes.
6. Der Einfluß von Graphitzusätzen.
7. Der Einfluß von Jodzusätzen.
8. Über den Einfluß von atmosphärischer Luft und besonders von Feuchtigkeit auf CdJ_2.
9. Zusammenfassung.

1. Einleitung.

Wie G. C. Schmidt[1]) nachgewiesen hat, sendet eine große Reihe von Salzen schon bei verhältnismäßig niedriger Temperatur positive Ionen aus. Die hierbei auftretenden Erscheinungen zeigten einen deutlichen Parallelismus mit denen, die man bei der Elektrolyse des festen Salzes beobachtet. Im Gegensatz zu den Vorgängen bei der Elektrolyse, wo die Ströme zeitlich konstant sind, ergab sich aber bei den Ionenstrahlen anfangs ein rapider Abfall mit der Zeit. Schließlich erreichten die Stromstärken einen konstanten kleinen Endwert. G. C. Schmidt[2]) glaubte zuerst, diese Erscheinung auf eine Polarisation des Salzes zurückführen zu können. Danach sollte sich das Salz infolge der Emission der positiven Ionen negativ aufladen; da aber die negativen Ionen nicht wandern und somit ihre Ladung nicht an die Elektrode abgeben, so bliebe das Salz negativ geladen zurück, und zwar in um so stärkerem Maße, je größer die Emission ist. Da diese negative Ladung des Salzes die entweichenden positiven Ionen anziehe, so nehme der positive Ionenstrom infolgedessen mit der Zeit ab. In einer vor kurzem veröffentlichten Arbeit setzt sich G. C. Schmidt[1]) nochmals mit dieser Hypothese auseinander und zeigt durch eine Reihe von Versuchen, daß die Polarisation nicht die Ursache der Stromänderungen sein könne. Am Schluß seiner Arbeit spricht er die Vermutung aus, daß okkludierte Gase eine vermehrte Emission verursachen, und daß mit dem Grade des Entweichens der Gase beim Erhitzen der Salze die Emission abnehme.

Die folgende Untersuchung, welche den wesentlichen Inhalt meiner bei der Philos.-Naturwissenschaftl. Fakultät der Universität Münster i. W. eingereichten Dissertation enthält, wurde unternommen, um festzustellen:

1. Ob der Parallelismus zwischen den Vorgängen bei der Elektrolyse und der Emission von Ionenstrahlen noch zu erweitern ist. Zu dem Zweck sollte festgestellt werden, ob bei Elektrolyten, die dasselbe Ion emittieren, derjenige, welcher den tieferen Schmelzpunkt besitzt und daher auch bei verhältnismäßig niederer Temperatur in festem Zustand leitet, auch bei niederer Temperatur besagtes Ion emittiert.

1) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. **80**, 588, 1926.
2) l. c.

1) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. **82**, 664, 1927.

2. Ob der Ionenstrom oberhalb des Schmelzpunktes zeitlich veränderlich oder konstant ist.

3. Welchen Einfluß Zusätze auf die Emission haben, vor allem, ob sie den zeitlichen Abfall der Emission verändern.

4. Ob die Schmidtsche Hypothese, daß okkludierte Gase die Emission beeinflussen, zu Recht besteht.

2. Die Apparatur.

Da es, wie eben gesagt, darauf ankam, die Salze oberhalb des Schmelzpunktes zu untersuchen, mußte der von G. C. Schmidt[1]) benutzte Apparat umgebaut werden. Ein horizontal liegendes Glimmerplättchen diente dazu, das Salz aufzunehmen. Durch die große Adhäsion wurde auch das an der Unterseite des Glimmerplättchens sich befindende Salz festgehalten. Das Wegfließen der Substanz war somit verhindert. Der Heizdraht wurde in der Form einer Spirale um das Plättchen gewickelt. Die Fig. 1 stellt die Vorrichtung dar.

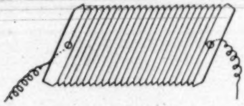

Fig. 1.

Die Einbuchtungen an dem Glimmerplättchen (s. Fig. 1) verhinderten, daß die einzelnen Windungen des Heizdrahtes miteinander Kontakt erhielten.

Fig. 2 stellt die Zelle dar; diese bestand aus einem Messingzylinder von 85 mm Durchmesser und 120 mm Höhe, vorn und hinten mit je einem Fenster versehen (punktiert gezeichnet). A ist der Auffangeschirm, der über einem Erdungsschlüssel zum Dolezalekschen Elektrometer führt, das eine Empfindlichkeit von 400 Skalenteilen pro Volt/Meter besaß. Der Ebonitpfropfen B war mit etwas Siegellack eingekittet und konnte leicht herausgenommen werden. C ist die Heizvorrichtung von Fig. 1. Das Rohr P führt über ein Mc Leod und eine Trockenzelle, die mit P_2O_5 beschickt wurde, zur Kolbenpumpe, mit der Vakua bis zu 0,001 mm Hg erzeugt werden konnten.

Die Temperatur des Heizdrahtes wurde aus seinem Widerstand ermittelt. Zu dem Zweck war der Heizdraht in bekannter Weise in der Wheatstoneschen Brücke eingeschaltet. Die Salze, die den Draht bedeckten, hatten nicht genau die Temperatur des Drahtes. Es wurde daher der Draht so geeicht, daß Salze von bekannten Schmelzpunkten auf den Draht gebracht wurden, und aus den diesen Schmelzpunkten entsprechenden Widerstandsänderungen wurde die Eichkurve entworfen. Es wurde auf konstante Temperaturen und konstante Drucke allergrößtes Gewicht gelegt, da es sich herausstellte, daß Druckänderungen von enormem Einfluß auf die Emission waren.

Daß die Akkumulatorenbatterien, Galvanometer usw. isoliert aufgestellt worden waren,

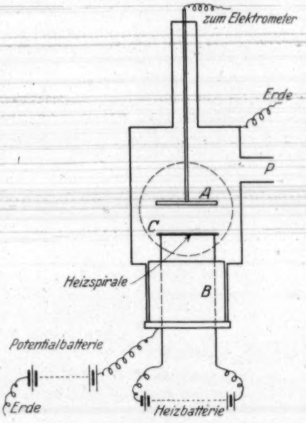

Fig. 2.

braucht wohl nicht erwähnt zu werden. Wegen weiterer Einzelheiten der Apparatur und der Ausführung der Versuche verweise ich auf die Arbeit von G. C. Schmidt[1]).

Bevor ein zu untersuchendes Salz auf die Heizanode gebracht wurde, war die Anode in folgender Weise vorbehandelt worden. Der blanke Platindraht wurde zunächst in Salpetersäure abgekocht, an die Stromzuführungen gelötet, in destilliertem Wasser abgespült, dann mit Wasserdampf von 100° C bestrahlt und schließlich nochmals mit reinstem destillierten Wasser nachgespült. Die Heizspirale wurde darauf in der Anodenzelle bei etwa 700—900° C eine Stunde unter Vakuum ausgeglüht. Es wurde so erreicht, daß der Platindraht bis 420° C keine Eigenemission hatte. Bei höheren Temperaturen setzte auch bei dem sorgfältigst behandelten Platindraht eine schwache positive Emission ein, die nach Kunsmann[2]) aus positiven Kalium-

1) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. **80**, 588, 1926.

1) l. c.

2) C. H. Kunsmann, H. A. Barton and G. P. Harnwell, Physical Review **27**, 739, 1926.

und Natriumionen besteht. Diese Eigenemission ist für die wiedergegebenen Versuchsreihen ohne Bedeutung, da ihre Größenordnung, wenn überhaupt die Temperatur von 420° C bei den Versuchen überschritten wurde, im Verhältnis zu den Emissionen der Salze sehr gering ist, und zum anderen die Eigenemission durch die aufgelagerten Salzschichten verschluckt wird.

Das Aufbringen der Salze geschah in den allermeisten Fällen durch Eintauchen der Heizanode in die Salzschmelze, in einigen Fällen durch Sublimation oder Eintauchen in eine wässerige konzentrierte Salzlösung.

3. Die Substanzen.

G. C. Schmidt hatte gefunden, daß Verunreinigungen der Salze von maßgeblichem Einfluß auf die Emission sind und unter Umständen ein ganz falsches Bild von dem zeitlichen Verhalten des Emissionsstromes geben können. Es wurde daher größtes Gewicht auf Reinheit der Substanzen gelegt. Die von Kahlbaum bezogenen Substanzen wurden noch zwei- bis dreimal umkristallisiert. Das lichtempfindliche *AgJ* wurde nach dem Verfahren von Tubandt[1]) im Dunkelraum hergestellt und aufbewahrt. Das Aufbringen dieses Salzes auf die Heizspirale geschah selbstverständlich auch im Dunkeln.

4. Der Parallelismus zwischen Schmelzpunkt und der Temperatur des Einsetzens der Emission.

Wie in der Einleitung gesagt wurde, sollte geprüft werden, ob bei den Salzen mit gleichem positiven Ion die Temperatur des Beginns der Emission proportional der Schmelztemperatur ist.

Damit das Ion entweicht, muß das Kristallgitter zerstört werden. Dies geschieht sicher beim Schmelzen. Es ist somit zu erwarten, daß Salze mit niedrigem Schmelzpunkt bei niedriger Temperatur Ionen emittieren. Dieser Parallelismus zwischen Schmelzpunkt und Emission ist durch Versuche bestätigt worden, s. Tabelle. In derselben bedeuten *Sm* den Schmelzpunkt und *t* die Temperatur, bei der ein bestimmter dauernder Strom erhalten wurde. Diese Temperaturen sind wegen des zeitlichen Abfalls der Emission nicht genau; sie würden sich bei einer andern Versuchsanordnung (anderer Kapazität, anderem Druck usw.) etwas ändern. Natürlich konnten nur Salze untersucht werden, die das gleiche Ion emittieren. Da wir wegen der Abnahme der Emissionsströme kein genaues Maß für die Emission besitzen, die Emission auch noch von anderen Umständen, z. B. geringen Verunreinigungen des Salzes abhängt, so läßt sich oben gezeigter Parallelismus quantitativ nicht verfolgen. Aus denselben Gründen verbot es sich auch, Salze miteinander zu vergleichen, deren Schmelzpunkte nahe beieinander liegen, z. B. CdJ_2, $CdBr_2$, $CdCl_2$ und $AgCl$, $AgBr$ und AgJ.

Salz	*Sm*	*t*
$NaCl$	800	580
NaJ	670	520
$Na_2Cr_2O_7$.	320	260
KCl	740	500
KJ	650	450
$K_2Cr_2O_7$ . .	396	345

Trotzdem die Anzahl der untersuchten Salze gering ist, läßt sich doch mit einiger Sicherheit der Schluß ziehen: Bei Salzen, die das gleiche Ion emittieren, besteht Parallelismus zwischen Schmelzpunkt und der Temperatur, bei der die Emission beginnt.

Diese Versuche ergänzen die von G. C. Schmidt[1]), der nachgewiesen hat, daß die Ionen bei einer um so niedrigeren Temperatur emittiert werden, je größer der Auflockerungsgrad des Kristallgitters ist. Er benutzte als Auflockerungsgrad den Leitfähigkeitssprung beim Erstarren[2]). Man kann den Schmelzpunkt auch als „Auflockerungstemperatur" bezeichnen. Da offenbar die Auflockerung um so leichter vor sich geht, je tiefer der Schmelzpunkt liegt, so zeigen meine Versuche auch den Parallelismus zwischen Emission von Ionen und Auflockerungsgrad. Im Anschluß hieran will ich erwähnen, daß $K_2Cr_2O_7$ und $Na_2Cr_2O_7$ auch auf negative Ionen untersucht wurden. Die Versuche zeigten eindeutig, daß negative Ionen erst oberhalb des Schmelzpunktes, der bei 396° C bzw. bei 320° C liegt, emittiert wurden. Die Emission positiver Ionen dagegen begann weit unterhalb des Schmelzpunktes. Bemerkenswert war, daß bei der Reihe für positive Ionen der Strom kleineren Werten zustrebte, während in der Reihe für negative Ionen ohne Zweifel eine steigende Tendenz zu erkennen war. Es hängt dieses mit der Zersetzung des Salzes zusammen, die bei hoher Temperatur sehr groß ist.

5. Das Verhalten der Salze in der Nähe und oberhalb des Schmelzpunktes.

Wie G. C. Schmidt[3]) bereits nachgewiesen hat, ändert sich die Emission bei niedrigen Temperaturen mit der Zeit. Es liegen von G. C.

1) C. Tubandt, Zeitschr. f. anorg. Chemie **115**, 105, 1921.

1) l. c.
2) Vgl. G. Hevesy, Zeitschr. f. phys. Chemie **101**, 337, 1922.
3) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. **82**, 664, 1927.

Schmidt[1]) auch schon einige Messungen bei höheren Temperaturen vor; er fand, daß bei höheren Temperaturen in der Nähe des Schmelzpunktes die Ströme zeitlich konstant wurden. Es galt jetzt, diese Beobachtungen auf viele Salze auszudehnen, und das Verhalten derselben oberhalb des Schmelzpunktes zu untersuchen. Von den vielen diesbezüglichen Messungen gebe ich einige graphische Darstellungen. (Siehe Fig. 3 und 4.)

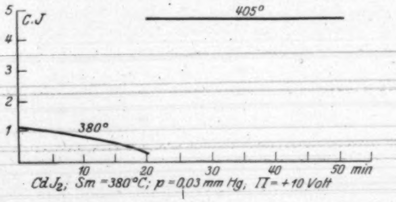

Fig. 3.

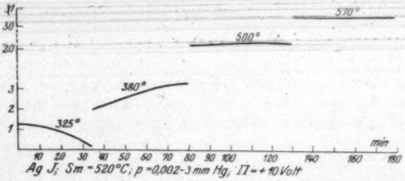

Fig. 4.

Die Abszissen sind Zeiten in Minuten, die Ordinaten Stromstärken in willkürlichen Einheiten, p bedeutet den Druck, π das angelegte Potential. Aus den Versuchen ergibt sich: Bei niederen Temperaturen ändert sich die Emission mit der Zeit, bei höheren Temperaturen in der Nähe und oberhalb des Schmelzpunktes ist die Stromstärke konstant.

6. Der Einfluß von Graphitzusätzen.

E. Gehrcke und O. Reichenheim[2]) haben nachgewiesen, daß die Anodenstrahlen viel intensiver werden, wenn man dem Salz etwas Graphit zusetzt. Da die Anodenstrahlen im wesentlichen identisch sind mit den hier untersuchten Ionenstrahlen, — im ersteren Falle sind nur die angelegten Potentiale viel größer — so erschien es möglich, daß die Emission bei meinen Salzen durch Graphitzusätze zunehmen würde. Falls dies der Fall war, hätten die Graphitzusätze das Kristallgitter gelockert, und wir hätten hier ein Verfahren, um die Stromstärken beinahe beliebig zu steigern.

Das verwendete Graphit wurde durch Schaben gewonnen und vor Gebrauch bei 600—700° C ausgeglüht. Dieses von organischen Substanzen freie Pulver wurde mit einer Salzschmelze verrührt und dann auf die Heizanode gebracht. Die Graphitzusätze machten etwa 20 Proz. von der Substanz aus. Es zeigte sich, daß die so erhaltenen Schmelzen eine bedeutend geringere Emission aufwiesen als die reinen Schmelzen. Es wird genügen, wenn ich einige graphische Darstellungen der Meßreihen gebe. Siehe Fig. 5 und 6.

Aus den Versuchen ergibt sich: 1. Graphitzusätze setzen die Emission stets stark herab; 2. Während bei hohen Temperaturen die Emission bei reinen Salzen zeitlich konstant ist, fällt die Stromkurve nach Zusatz von Graphit.

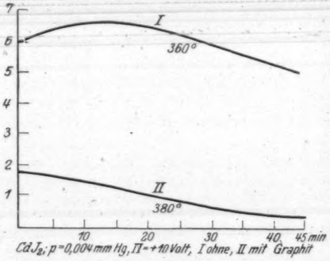

Fig. 5.

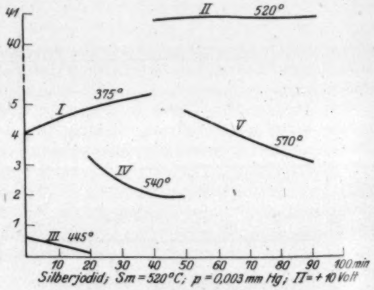

Fig. 6.
Kurve I u. II ohne Graphit.
Kurve III, IV u. V mit Graphit.

Die Kurve zeigt nach dem Hinzufügen von Graphit sogar über den Schmelzpunkt hinaus noch eine fallende Tendenz. Die Versuche machen es unwahrscheinlich, daß irgendein fester Körper,

1) l. c.
2) E. Gehrcke und O. Reichenheim, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **8**, 559, 1906; **9**, 76, 200, 1907.

der mit dem Salz nicht reagiert, die Ursache des zeitlichen Abfalls der Emission ist.

Es erhebt sich nun die Frage, wie ist der Befund von E. Gehrcke und O. Reichenheim[1]), daß Graphitzusätze die Intensität der Anodenstrahlen steigern, zu erklären. Bei ihrer Anordnung wird im allgemeinen das Salz nur durch die Stromwärme erhitzt. Es ist aber klar, daß durch Hinzufügen des gut leitenden Graphits die Ströme größer werden, und damit auch die Stromwärme zunimmt. Mit der Zunahme der Temperatur steigert sich die Emission. Beide Einflüsse müssen somit die Intensität der Anodenstrahlen vergrößern.

Bei meinen Versuchen wurde dagegen das Salz von außen erhitzt. Bei der innigen Berührung des Salzes mit dem Graphit können die positiven und negativen Ionen leicht ihre Ladung an das gut leitende Graphit abgeben; sie neutralisieren sich daher, und die Emission der Ionen nimmt ab.

7. Über den Einfluß von Jodzusätzen.

Von H. Bruns[2]) und E. Thönnessen[3]) ist gefunden worden, daß Jodzusätze die Leitfähigkeit von CdJ_2-Lösungen erhöhen. Es war daher von Interesse festzustellen, ob auch bei einem Salz im festen Zustand die Leitfähigkeit durch Jodzusatz gesteigert wurde. Zu diesem Zweck wurde von einem ganz reinen AgJ-Präparat die Emission sorgfältig festgestellt und zwar bei einer Temperatur, wo von vornherein eine ziemliche Konstanz zu erwarten war. Dieses Präparat wurde dann von einer dünnen AgJ-Schicht überzogen, der vorher einige Jodkriställchen zugesetzt worden waren. Es zeigte sich tatsächlich eine Erhöhung der Emission um mehr als 50 Proz. Doch ist die Erhöhung gering im Verhältnis zu den sonstigen beträchtlichen Intensitätsschwankungen des Ionenstroms. Um den Effekt zu steigern, wurden der Schmelze bedeutend größere Mengen an Jod zugesetzt. Da das zugegebene Jod sofort lebhaft verdampfte und nur zum Teil in die Schmelze einging, ist eine Gewichtsangabe nicht möglich. Das Ergebnis war, daß die Emission eines solchen Präparates ganz bedeutend herabgesetzt wurde, es konnte erst bei der verhältnismäßig hohen Temperatur von 505° C eine meßbare Emission festgestellt werden. Der Strom zeigte hier eine abnehmende Tendenz. Oberhalb des Schmelzpunktes von AgJ wurde der Strom konstant.

Die Versuche zeigen somit: Kleine Jodzusätze zu AgJ steigern die Emission, größere setzen die Emission ganz beträchtlich herab. Die Erscheinung ist somit recht verwickelt. Dazu kommt, daß wegen der dauernd vor sich gehenden Verdampfung des Jods die Versuchsbedingungen unübersehbar sind. Die Versuche können daher als nicht recht beweisend angesehen werden. Sollten sie zu Recht bestehen, so erklärt sich das Ergebnis folgendermaßen: Kleinere Jodzusätze sprengen die größeren Salzaggregate, wie das H. Bruns[1]) und E. Thönnessen[2]) ausgeführt haben. Bei größeren Jodmengen lagert sich das Ion an das Jod an. Hierdurch wird die Beweglichkeit der Ionen und damit auch die Stromstärke herabgesetzt.

8. Über den Einfluß von atmosphärischer Luft und besonders von Feuchtigkeit auf CdJ_2.

Bei Versuchen mit AgJ, CdJ_2, $ThCl$, $ThBr$ und ThJ hatte sich gezeigt, daß die Emission sich nicht wesentlich änderte, wenn man die Präparate längere Zeit im Vakuum bei gewöhnlicher Temperatur aufbewahrte, waren sie aber mit Luft in Berührung gekommen, so zeigte sich wiederholt eine starke Zunahme der Emission. Um die Verhältnisse aufzuklären, wurden zahlreiche Versuche unternommen. Als Salz kam ausschließlich CdJ_2 zur Verwendung, das in Lösung auf den Draht gebracht wurde. Die Kurve in der Fig. 7 zeigt zunächst an, daß kurze Abkühlungen unter Vakuum nicht von Einfluß auf die Emission sind. Es wurde jedesmal das Salz zwischen den einzelnen Zweigen der Kurve auf Zimmertemperatur zehn Minuten lang abgekühlt und anschließend auf die vorher gewählte Temperatur erhitzt. Die Emission erwies sich dann als ebenso groß wie am Schluß der vorhergehenden Reihe, oder es zeigte sich eine kleine Abnahme. Auch nachdem man das Salz längere Zeit im Vakuum gehalten hatte, zeigten sich die gleichen Verhältnisse. Für den letzteren Fall gebe ich ein Beispiel in der Fig. 8. Zwischen den Zweigen I, II und III wurde das Salz 6 Stunden im Vakuum von 0,005 mm aufbewahrt.

Bei diesen Versuchen mußte besonders scharf auf Konstanz des Druckes geachtet werden; wenn der Druck bei einer folgenden Meßreihe nur ein wenig verschieden war von dem Druck bei der vorhergehenden, so war auch die Emission eine andere, wie das die Fig. 9 deutlich zeigt. Zwischen jeder Reihe war das Salz wiederum zehn Minuten auf Zimmertemperatur abgekühlt gewesen. Da diese geringen Druckänderungen von so enormem Einfluß auf die Emission sind,

1) l. c.
2) H. Bruns, Zeitschr. f. Phys. **34**, 751, 1925.
3) E. Thönnessen, Zeitschr. f. Phys. **41**, 810, 1927.

1) l. c.
2) l. c.

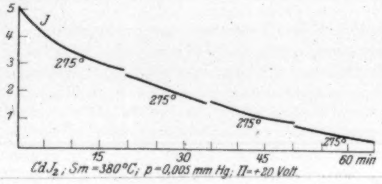

Fig. 7.

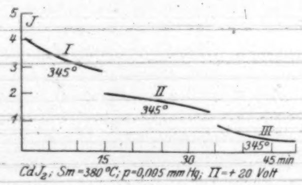

Fig. 8.

so ist es außerordentlich wichtig, denselben Druck wieder herzustellen, wenn man etwa einen Teil einer Kurve mit einem zweiten vergleichen will, wie z. B. in den Fig. 7, 8 und 9; dazu kommt,

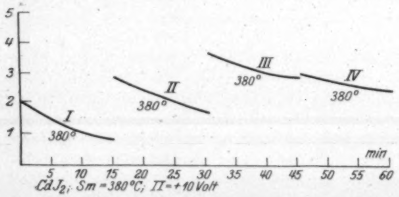

Fig. 9.
I bei 0,15 mm Druck, II bei 0,125 mm Druck
III „ 0,10 „ „ IV „ 0,10 „ „

daß durch das häufige Erhitzen die Oberfläche des Salzes sich ändert; möglicherweise sind daher die in Fig. 8 beobachteten kleinen Erniedrigungen hierauf zurückzuführen.

Ganz andere Erscheinungen traten aber manchmal auf, wenn man das Salz nach der Abkühlung mit Luft in Berührung brachte. Es zeigte sich nämlich eine beträchtliche Erhöhung, aber diese trat nicht ausnahmslos ein. Fig. 8 gibt ein Beispiel.

Fig. 10 zeigt dagegen eine typische Erhöhung. Eingehende Versuche zeigten, daß Anwesenheit von Wasserdampf in dem Raum, in dem das Salz während der Abkühlung aufbewahrt wurde, von ausschlaggebender Bedeutung war. T r o c k e n e L u f t b r a c h t e k e i n e E r h ö h u n g, f e u c h t e L u f t s t e i g e r t e a b e r d i e E m i s s i o n e i n e s b i s z u r K o n s t a n z e r h i t z t e n S a l z e s s t e t s.

Aus persönlichen Gründen mußte ich die Arbeit hier unterbrechen. Neuere Versuche im hiesigen Institut, die mit den verschiedensten Salzen vorgenommen wurden, bereits abgeschlossen sind und demnächst veröffentlicht werden sollen, haben den Einfluß der Feuchtigkeit bestätigt. Sie haben aber zugleich gezeigt, daß die Verhältnisse recht verwickelt sind, und daß man scharf zu unterscheiden hat, ob das Salz im gelösten, geschmolzenen oder sublimierten Zustand auf dem Draht sich befindet. Alle beobachteten

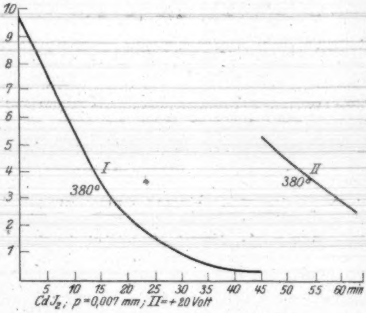

Fig. 10.
Zwischen den Zweigen I u. II 15 St. unter 760 mm Luft.

Erscheinungen ließen sich aber leicht erklären durch die in der Einleitung erwähnte Hypothese von G. C. Schmidt, daß okkludierte Gasmoleküle das Kristallgitter lockern und so die Emission steigern.

9. Zusammenfassung.

1. Es wird ein Parallelismus zwischen der Höhe des Schmelzpunktes eines Salzes und der Höhe der Emissionstemperatur nachgewiesen.

2. Es werden die Ergebnisse von G. C. S c h m i d t bestätigt gefunden, daß bei niederer Temperatur ein Stromabfall in der Emission eintritt, während in der Nähe und über dem Schmelzpunkt die Ströme sich konstant erweisen.

3. Zusätze von Graphit zu den Salzanoden setzen die Emission erheblich (um das 10—20-fache) herab.

4. Jod in geringen Mengen zugesetzt, erhöht ein wenig die Emission; es wird dadurch eine Analogie hergestellt mit den Resultaten von H. B r u n s und E. T h ö n n e s s e n, die nachweisen konnten, daß Jodzusätze die Leitfähigkeit von Jodsalzlösungen erhöhen. Starke Jodzusätze dagegen verringerten in großem Maße die Emission.

5. Kurze Abkühlungen auf Zimmertemperatur sind bei CdJ_2, das in gelöstem Zustand auf den Platindraht gebracht ist, von keinem Einfluß auf die Emission.

6. Auch bei längerem Verweilen von derartigem CdJ_2 beobachtet man meistens keine Änderung der Emission, wenn man wieder zu der ursprünglichen Temperatur und dem ursprünglichen Druck zurückkehrt. Die manchmal beobachteten kleinen Abnahmen rühren wahrscheinlich von Versuchsfehlern (Kleinerwerden der Oberfläche usw.) her.

7. Absolut trockene Luft ändert die Emission nicht; die Anwesenheit von Feuchtigkeit steigert dagegen die Emission stark.

Ein Teil der benutzten Apparate ist mir von der Helmholtz-Gesellschaft zur Verfügung gestellt worden. Hierfür spreche ich derselben meinen herzlichsten Dank aus.

Noch mehr Dank schulde ich meinem Lehrer, Herrn Geheimrat Prof. Dr. G. C. Schmidt, der mir bei der Ausführung der Arbeit zur Seite stand.

(Eingegangen 9. März 1928.)

Mitteilung zum Kristalldetektorproblem.

Von Georg Günther Reißaus.

Die Frage, ob der gleichgerichtete Strom einer bestimmten Kristalldetektorkombination stets den gleichen — für die betreffende Detektorkombination charakteristischen — Richtungssinn hat, erscheint keineswegs geklärt, wenngleich in jüngster Zeit Schleede und Buggisch (Physik. Zeitschr. **28**, 174, 1927 und in einem zusammenfassenden Bericht derselben Autoren in Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **30**, 190, 1927) diese Anschauung in bejahendem Sinne zu begründen suchen. Daß sie davon ausgingen, das Problem von der chemischen Seite aus anzufassen, ist für die Weiterentwicklung besonders wertvoll, wenngleich die volle Lösung des Problems von dieser Seite nach meinen Versuchen nicht zu erwarten steht. Diese Versuche, über die in einer späteren ausführlichen Arbeit berichtet werden wird, gingen von folgender Beobachtung aus.

Ein gleichmäßig schön gewachsener Bleiglanzkristall von etwa 1 ccm Würfelgröße mit spiegelnden fehlerfreien Bruchflächen erzeugte kombiniert mit einem spiralförmig gewundenen dünnen Kupferdraht als „Spitze" — wobei zu bemerken ist, daß das als „Spitze" gebrauchte Ende des Drahtes mit einer Schere schief abgeschnitten war, ohne jede weitere Bearbeitung — auf fast allen Punkten einer seiner Flächen eine bestimmte Stromrichtung (Draht negativ, Kristall positiv), im Gegensatz zu Kristallen anderweitiger Herkunft kombiniert mit dem gleichen Kupferdraht. Unter „Kristall" sei stets ein einheitliches natürliches Kristallstück und nicht eines der im Handel erhältlichen Kristallkonglomerate verstanden. Den meisten anderen Kristallen fehlte auch der Spiegelglanz. Auf ihrer Oberfläche zeigte sich unter der Lupe eine Unzahl von groben und feinsten Rissen und Sprüngen. Als ich nach langem Probieren auch auf dem ersterwähnten Kristall eine Stromumkehr feststellen konnte, untersuchte ich die Aufsetzstelle mit der Lupe. Überraschenderweise zeigte sich, daß durch den Aufsetzpunkt ein haarfeiner Riß ging. Als mit Hilfe der Lupe der Draht auf andere Stellen des Risses gesetzt wurde, stellte sich prompt Stromumkehr ein. Auch auf anderen nunmehr entdeckten Haarrissen wiederholte sich das Phänomen. Schließlich wurde der gleiche Effekt der Stromumkehr erhalten, als auf einem Teil der Kristallfläche, der unter der Lupe sich völlig rißfrei erwies und auch trotz systematischen Abtastens nirgends Stromumkehr erzeugte, mit einem Messer ein „künstlicher Riß" erzeugt wurde.

Eine kurze Überlegung zeigt — zunächst nur für das Beispiel des Bleiglanzes, das aber wie in einer späteren Arbeit ausführlich gezeigt werden wird, ganz allgemein für Kristall/Metall-, Kristall/Kristall- und Metall/Metall-Systeme gilt —, daß offenbar die eingangs aufgeworfene Fragestellung sinnlos ist, wenn die Richtung des Detektorstromes in Beziehung zu „Spitze" und „Kristall" gebracht werden soll, da die eben mitgeteilte Beobachtung den Beweis liefert, daß „Spitze" und „Kristall" ihre Rollen vertauschen können, mit anderen Worten: daß auch der Kristall zur Spitze werden kann. Immer wenn sich Stromumkehr einstellte, stand der Draht auf einem Riß. Ein solcher Riß ist aber von einer Unzahl von Kristalleckchen begrenzt, deren jedes als Spitze dem Draht gegenüber wirken

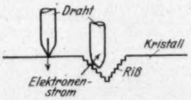

Fig. 1.

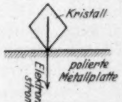

Fig. 2.

kann. Fig. 1. Zur Kontrolle setze man die Ecke eines Bleiglanzwürfels auf eine hochglanzpolierte (!) Metallplatte (z. B. Silber), Fig. 2; der so erzeugte Detektorstrom hat den gleichen Richtungssinn wie der im Riß erzeugte Strom. Schließlich schalte man zwei Bleiglanzkristalle

aus dem gleichen Stück nach Fig. 3 gegeneinander. Wird die Fläche des unteren Kristalles *a* gegen die Ecke des oberen geschaltet, so fließt der Elektronenstrom von oben nach unten. Schaltet man dagegen die Ecke des unteren *a''* gegen die Fläche des oberen, so dreht der Strom um. Alle beschriebenen Versuche lehren: Der Elektronenstrom fließt stets von der „Spitze" zur „Fläche" eines Detektorsystems.

Die Richtung des Stromes ist also lediglich eine Funktion der Oberflächenunsymmetrie der beiden als „Spitze" und „Fläche" bezeichneten

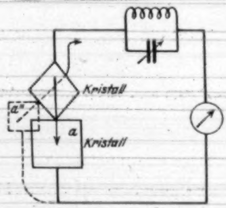

Fig. 3.

Elektroden eines beliebigen Detektorsystems. Die Stärke des Stromes ist dagegen neben dem Grad der Elektrodenunsymmetrie vom Elektrodenabstand, vom Stoff der dielektrischen Zwischenschicht zwischen den Elektroden und dem Stoff der Elektroden selbst (die auch beide aus gleichem Stoff bestehen können) abhängig abgesehen von den übrigen Faktoren. Hierauf wird später ausführlich eingegangen werden. Daß in der Literatur eine derartige Unklarheit in bezug auf das Stromrichtungsproblem Platz greifen konnte, ist allein mit der merkwürdigen Tatsache zu erklären, daß seit Kenntnis der Detektorwirkung niemand ernstlich den Gedanken erwog, daß der Kristall selbst die Funktion einer „Spitze" übernehmen könnte, obgleich die vielfach bekannten Beispiele von Zweikristallsystemen diesen Gedanken nahelegten.

Das gefundene Gesetz gilt streng bis in das Gebiet der Feinstruktur (wo es besondere Bedeutung besitzt für den Bau von sogenannten Großflächengleichrichtern) und erklärt so noch bestehende Widersprüche, z. B. die Beobachtung der verschiedenen Stromrichtung beim Pyrit und Bleiglanz (trotz sorgfältiger Spitzenvorbereitung) durch Schleede und Buggisch (l. c.). Analoge Beobachtungen machte ich am Zink. Eine Stahlnadel gegen eine polierte Zinkplatte erzeugte hauptsächlich einen Strom von umgekehrter Richtung, wie er bei Annahme der Stahlnadel als „Spitze" zu erwarten war. Überzeugender offenbarte der folgende Versuch den Einfluß der Feinstruktur der Oberfläche. Zwei polierte Zinkkugeln einer ganz neuen, noch nicht gebrauchten Mikrometerfunkenstrecke zeigten wundervolle Detektoreffekte trotz der scheinbaren Symmetrie der beiden polierten Kugelelektroden. Selbstverständlich waren die beiden Kugeln sorgfältig gereinigt. Nur über die zu erwartende jeweilige Stromrichtung ließen sich absolut keine Voraussagen treffen; diese erfolgte scheinbar wahllos bei jeder Neueinstellung, änderte sich aber nach erfolgter Einstellung nicht, es sei denn durch unbeabsichtigtes Verstellen infolge einer Erschütterung. An diesem Beispiel der Zinkfunkenstrecke ließ sich die Unsymmetrie in der Oberflächenfeinstruktur besonders schön demonstrieren. Doch kehren wir zu weiteren grobsinnlichen Beweisen zurück.

In der Tat erhält man in dem eingangs beschriebenen Versuch niemals eine Stromumkehr, wenn eine äußerst feine Spitze (feinste Nähnadel des Handels) unter Beobachtung stets senkrechten Aufsetzens und Vermeidung seitlicher Berührung durch den Kristall verwendet wird. Mit einer dickeren Nadel (gewöhnliche Stecknadel) läßt sich die seitliche Berührung in einem feinen Riß kaum mit Sicherheit vermeiden, so daß dann auch prompt Umkehr des Stromes erfolgt.

Schließlich sei auf eine wohl kaum bekannte Beobachtung hingewiesen, die in anderem Zusammenhang Bedeutung gewinnt. Bei der Aufnahme der gewöhnlichen Gleichstromcharakteristik einer großen Reihe von Kristalldetektoren (z. B. Silizium, Bleiglanz) stellte sich wohl der in Richtung des kleinen Widerstandes durchgelassene Strom J sofort konstant ein, der in Richtung des großen Widerstandes durchgelassene Strom i kriecht dagegen über einen Zeitraum von mehreren Sekunden (mitunter Minuten) auf seinen endgültigen Wert heran. Die Gleichstromcharakteristik weicht daher vielfach von der Wechselstromcharakteristik (aufgenommen mit der Braunschen Röhre) ab, und zwar liefert sie ein ungünstigeres Bild der Gleichrichtfähigkeit. Zu der von Schleede und Buggisch (l. c.) aufgeworfenen Frage, bis zu welchen Spannungen Bleiglanz seine Gleichrichtfähigkeit behält, sei aus einer späteren Arbeit vorweg genommen, daß quantitative Untersuchungen der Wechselstromcharakteristiken (bei Hoch- und Niederfrequenz) mit der Braunschen Röhre beweisen, daß Bleiglanze verschiedener Herkunft ihre Gleichrichtfähigkeit bei recht unterschiedlichen Spannungen verlieren; die meisten bei wenigen Volt Scheitelspannung bereits; ein ausgezeichneter Kristall behielt sie dagegen bis über 50 Volt Scheitelspannung bei.

Die vorliegende Mitteilung beschränkt sich auf die Bekanntgabe eines wesentlichen Versuchsergebnisses, ohne zur Frage des Gleichricht-

mechanismus Stellung zu nehmen. Diese wird in einer späteren ausführlichen Arbeit erfolgen, welche die Untersuchung des Einflusses der dielektrischen Zwischenschicht, die Spitze und Fläche des „Kontakt"detektors trennt, sowie des Einflusses der stofflichen Beschaffenheit der beiden anderen Detektorkomponenten zur Aufgabe hat.

Berlin, Physikalisches Institut der Landwirtschaftlichen Hochschule.

(Eingegangen 5. Februar 1928.)

Darstellung der hydrodynamischen Kräfte.

Von Hermann Heuer †.

I.

Will man bei der Strömung einer inkompressibelen Flüssigkeit die Reibung berücksichtigen, so nehmen bekanntlich die Eulerschen Bewegungsgleichungen die Gestalt an:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d\mathfrak{V}}{dt} = \frac{\partial \mathfrak{V}}{\partial t} + (\mathfrak{V}\,\mathrm{grad})\,\mathfrak{V} = -\frac{1}{\varrho}\,\mathrm{grad}\,p \\ + \mathfrak{K} + \frac{\mu}{\varrho}\,\Delta\,\mathfrak{V} + \frac{\lambda}{\varrho}\,\mathrm{grad\,div}\,\mathfrak{V}\,, \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

wenn $\frac{\mu}{\varrho} = \nu$ den Koeffizienten inneren Flüssigkeitsreibung und Δ den Laplaceschen Operator darstellen. Dem Auftreten von Wirbeln genügt man durch den Ansatz

$$\mathfrak{V} = \mathfrak{U} + \mathfrak{W} = \mathrm{grad}\,P + \mathrm{rot}\,\mathfrak{d} \qquad (2)$$

für das Geschwindigkeitsfeld. Der Vektor $\mathfrak{d}$ bezieht sich auf den Drehimpuls der wirbelnden Flüssigkeit, wie man durch Bildung der Rotation $\mathrm{rot}\,\mathfrak{d}$ von

$$\mathfrak{d} = \int D\,[\mathfrak{W}\,d\mathfrak{r}] \qquad (3)$$

wegen $\mathrm{div\,rot}\,\mathfrak{d} = 0$ leicht nachweisen kann. Es stellen nun die Komponentengleichungen von $\mathfrak{d} = \mathrm{Const}$ in den Projektionsebenen $\mathfrak{r} = \mathrm{const}$ die Stromlinien der Wirbelbewegung $\mathfrak{W}$ dar. Wird aus ihnen die Zeit mit Hilfe der entsprechenden Gleichungen für das verschwindende Drehmoment $\frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial t} = 0$ eliminiert, so ergeben sich die Bahnlinien der $\mathfrak{W}$-Bewegung als Einhüllende der Stromlinien.

Will man für die Kraft den Ansatz

$$\mathfrak{K} = \mathrm{grad}\,K + \mathrm{rot}\,\mathfrak{M} + \mathfrak{k} \qquad (4)$$

wählen, so läßt sich die Bewegungsgleichung (1) in der Form

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{grad}\left\{\frac{\partial P}{\partial t} - \frac{\lambda}{\varrho}\,\Delta P + P - K + \frac{\mathfrak{V}^2}{2}\right\} \\ + (\mathfrak{V}\,\mathrm{grad})\,\mathfrak{V} - \mathrm{grad}\,\frac{\mathfrak{V}^2}{2} - \mathfrak{k} \\ = -\frac{\partial\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{d}}{\partial t} + \nu\,\mathrm{rot}\,\Delta\,\mathfrak{d} + \mathrm{rot}\,\mathfrak{M} \\ = -\mathrm{rot}\left\{\frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial t} - \nu\Delta\,\mathfrak{d} - \mathfrak{M}\right\} \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

darstellen.

Hierin bezeichnet man

$$\frac{\partial P}{\partial t} - \frac{\lambda}{\varrho}\,\Delta P + P - K + \frac{V^2}{2} = \mathrm{const} \qquad (6)$$

als Bernouillische Gleichung, die nach Fuchs-Hopf auch für Stromlinien im Raume gültig bleibt. In der Praxis sieht man

$$\mathfrak{k} = (\mathfrak{V}\,\mathrm{grad})\,\mathfrak{V} - \mathrm{grad}\,\frac{\mathfrak{V}^2}{2} = -[\mathfrak{V}\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{V}] \qquad (7)$$

als den Ursprung der Widerstands- und Auftriebskräfte an. Schon der Charakter von $\mathfrak{k}$ in der Gestalt eines axialen Vektors gegenüber den anderen Ausdrücken berechtigt zu einer Zerlegung der Gl. (5) in die Bernouillische Gleichung (6), die hydrodynamische Kraft (7) und in die für den ganzen Raum gültige Gleichung

$$\mathrm{rot}\left\{\frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial t} - \nu\Delta\,\mathfrak{d} - M\right\} = 0 \text{ oder } \frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial t} - \nu\Delta\,\mathfrak{d} = \mathfrak{M}. \qquad (8)$$

Die Berechtigung zu einer solchen Darstellung der Verhältnisse wird ganz besonders erwiesen durch die Anwendung der Gl. (5) auf einen flächenhaften Raum, der die Grenzfläche umschließt. Multipliziert man nämlich die Gl. (5) mit dem Raumelement $d\omega = (d\mathfrak{s}\,d\mathfrak{F})$, und integriert längs des Weges $\mathfrak{s}$ nach $d\mathfrak{s}$, so gilt bei Benutzung von $\mathfrak{n}$ als Bezeichnung für den normalen Einheitsvektor auf dem infinitesimalen Flächenelement $d\mathfrak{F}$:

$$\left.\begin{aligned} \left\{\frac{\partial P}{\partial t} - \frac{\lambda}{\varrho}\,\Delta P - P - K + \frac{\mathfrak{V}^2}{2}\right\}\mathfrak{n} \\ + \left\{\mathfrak{V}\,(\mathfrak{V}\mathfrak{n}) - \frac{\mathfrak{V}^2}{2}\,\mathfrak{n}^2\right\} - \mathfrak{T} \\ + \left[\mathfrak{n}\left\{\frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial t} - \nu\Delta\,\mathfrak{d} - \mathfrak{M}\right\}\right] = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Der erste Ausdruck stellt eine Wirkung rein normal zur Grenzfläche, der letzte eine solche rein tangential zur Fläche dar; während der mittlere Ausdruck als Integral der Gl. (7) in der Gestalt eines Maxwellschen Spannungstensors

$$\mathfrak{T} = \mathfrak{V}\,(\mathfrak{V}\mathfrak{n}) - \frac{\mathfrak{V}^2}{2}\,\mathfrak{n} \qquad (10)$$

erscheint, der den Widerstand und den Auftrieb für die Flächeneinheit der Grenze angibt. Die Normalgeschwindigkeit $\mathfrak{V}_{\mathfrak{n}} = (\mathfrak{V}\mathfrak{n})$ wird an be-

wegten Flächen z. B. am Propeller, am Vogelflügel nicht verschwinden. Man wird wohl nur durch das Vorhandensein des Gliedes $\mathfrak{B}\,(\mathfrak{B}\mathfrak{n})$ als Zugkraft im Maxwellschen Sinne den Vogelflug erklären können.

Sieht man, was den Vektor $\mathfrak{M}$ in der Gl. (8) anbetrifft, von der räumlichen Wirkung eines magnetischen Momentes auf die Flüssigkeit ab, so wird man im Raume $\mathfrak{M}$ durchweg gleich Null setzen können. Nur wegen der Bedingung des Haftens der Flüssigkeit an der Grenze wird gemäß Gl. (9) durch die Grenzflächen ein Moment $\mathfrak{M}$ auf die unmittelbar benachbarten Flüssigkeitsteilchen ausgeübt werden können.

II.

Sieht man also von einem räumlich verteilten Felde $\mathfrak{M}$ in der Gestalt des magnetischen Momentes ab, so könnte nur von der Begrenzung der Flüssigkeit ein Moment auf sie wirken. Wäre ebenso die Geschwindigkeit $\mathfrak{u} = [\mathfrak{n}\{\mathfrak{r} - \mathfrak{r}_0\}]$ der als starr angenommenen Grenzfläche mit den Tourenzahlen $\mathfrak{n}_x \mathfrak{n}_y \mathfrak{n}_z$ um die xyz Achse von der Zeit unabhängig, so würde die Diffgl. (8) in die homogene

$$\frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial t} = \nu \Delta \mathfrak{d} \tag{8a}$$

übergehen, und die Gleichheit des auf ein Flüssigkeitsteilchen wirkenden Drehmomentes $\frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial t}$ und des Reibungsmomentes: $\nu \Delta \mathfrak{d}$ ausdrücken. Gl. (8a) ist also als Definitionsgleichung für die Wirbelbewegung $\mathfrak{W} = \operatorname{rot} \mathfrak{d}$ anzusehen.

Man wird nun zunächst nach einer Grundlösung der Gl. (8a) suchen müssen, die man zur Gewinnung der allgemeinsten, die Grenzbedingungen berücksichtigenden Lösung nach Art der Greenschen Integralsdarstellung in die Integranden einzusetzen hat. In der Lösung für den Raum

$$\mathfrak{d}' = \nu \int_0^{\mathfrak{t}'} \iiint \left\{ \bar{\mathfrak{d}} \frac{\partial g}{\partial n} - g \frac{\overline{\partial \mathfrak{d}}}{\partial n} \right\} df\, d\mathfrak{t} - \iiint \left| g \mathfrak{d} \right|_{\mathfrak{t}=0} d\omega \tag{11}$$

stellen $\bar{\mathfrak{d}}$ und $\frac{\overline{\delta \mathfrak{d}}}{\partial n}$ Randwerte und $\mathfrak{d}$ eine Grundlösung von Gl. (8a) zur Zeit $\mathfrak{t} = 0$ dar. Die Greensche Funktion $g\{x - x';\, y - y';\, z - z';\, \mathfrak{t} - \mathfrak{t}'\}$ ist eine Lösung der Differentialgleichung

$$\frac{\partial g}{\partial \mathfrak{t}} = -\nu \Delta g. \tag{12}$$

Für die zweidimensionale Strömung in der $x'y'$ Ebene gilt

$$\mathfrak{d}_z' = -\int_0^{\mathfrak{t}'} \iint \left\{ \bar{\mathfrak{d}}_z \frac{\partial g_2}{\partial n} - g_2 \frac{\overline{\partial \mathfrak{d}_z}}{\partial n} \right\} ds\, d\mathfrak{t} - \iint \left| g_2 \mathfrak{d}_z \right|_{\mathfrak{t}=0} dx\, dy\,, \tag{13}$$

worin g_2 als Greensche Funktion eine Lösung von $\frac{\partial g_2}{\partial \mathfrak{t}} = -\nu \left\{ \frac{\partial^2 g_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g_2}{\partial y^2} \right\}$ ist. In den Gl. (11) und (13) sind die Normalen in den Randintegralen jedesmal nach innen positiv zu rechnen.

Als Greensche Lösung g_3 für das räumliche Problem Gl. (12) bieten sich

$$g_3 = \frac{1}{12\sqrt{\pi \nu (\mathfrak{t}' - \mathfrak{t})^3}}\, e^{-\frac{(\mathfrak{r} - \mathfrak{r}')^2}{4\nu(\mathfrak{t}' - \mathfrak{t})}} \quad \text{und}$$

$$g_3 = \frac{A e^{-\frac{m}{\sqrt{2}}\sqrt{(\mathfrak{r} - \mathfrak{r}')^2}}}{\sqrt{(\mathfrak{r} - \mathfrak{r}')^2}}\, e^{\pm i \left\{ m^2 \nu (\mathfrak{t} - \mathfrak{t}') + \frac{m}{\sqrt{2}} \sqrt{(\mathfrak{r} - \mathfrak{r}')^2} \right\}} \tag{14a, b}$$

dar. Auf den Charakter der zweiten Funktion wird man durch eine Lösung der Gl. (8a) $\frac{1}{\nu} \frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial \mathfrak{t}} = \frac{\partial^2 \mathfrak{d}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial r}$ für eine räumliche Drehimpulskomponente $\mathfrak{d} = \frac{A e^{-M^2 \nu \mathfrak{t} + i M r}}{r}$ geführt. Um eine der Beobachtung entsprechende periodische Wirbelbildung zu erhalten, hat man $M = \frac{m}{\sqrt{2}} (\pm 1 + i)$ einzuführen $\left(\frac{1}{m} \text{ ist reell und Maß einer Länge} \right)$. Die vollständige Lösung

$$\mathfrak{d} = \frac{e^{-\frac{m r}{\sqrt{2}}}}{r} \left\{ A \sin \left(m^2 \nu \mathfrak{t} - \frac{m r}{\sqrt{2}} \right) + B \cos \left(m^2 \nu \mathfrak{t} - \frac{m r}{\sqrt{2}} \right) \right\} \tag{15}$$

kann man hinsichtlich der Abhängigkeit von den Polarkoordinaten α, ϑ noch mit $h(\alpha \vartheta)$ multiplizieren, wenn nur h gemäß

$$-\frac{1}{\nu} \frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial \mathfrak{t}} + \frac{\partial^2 \mathfrak{d}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \left\{ \frac{\partial^2 \mathfrak{d}}{\partial \alpha^2} + \sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \mathfrak{d}}{\partial \vartheta} \right) \right\} = 0$$

als Lösung von $\frac{\partial^2 h}{\partial \alpha^2} + \sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial h}{\partial \vartheta} \right) = 0$, oder nach Einführung von $\eta = \ln \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2}$ als analytische Funktion der Differentialgleichung $\frac{\partial^2 h}{\partial \alpha^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial \eta^2} = 0$ auftritt. Da

$$\mathfrak{d} = \frac{e^{-\frac{mr}{\sqrt{2}}}}{r}\left\{A \sin\left(m^2 \nu t - \frac{mr}{\sqrt{2}}\right)\right.$$
$$\left. + B \cos\left(m^2 \nu t - \frac{mr}{\sqrt{2}}\right)\right\} h(\alpha, \eta) \qquad (16)$$

auf einer Kugelfläche $r = a$ wegen der analytischen Funktion h das Feld der Stromlinien veranschaulicht, so kann man nach Gl. (3) erwarten, daß die Gl. (16) die r Komponente des Drehimpulses darstellt. Es ist besonders zu betonen, daß $\mathfrak{d}_r$ in Gl. (16) eine Grundlösung der homogenen Diffgl. (8a) für eine momentan freie Bewegung der Grenzfläche ist. Andernfalls treten zu $\mathfrak{d}$ in Gl. (16) noch irgendwelche partikuläre Lösungen $\mathfrak{d}'_p$ der Gl. (8).

Einer vektoriellen Darstellung des $\mathfrak{d}$- und $\mathfrak{W}$-Feldes soll das orthogonale Flächensystem φ, χ, ψ zugrunde gelegt werden. Mit Hilfe der Grundvektoren $\mathfrak{e}^1 = \text{grad}\,\varphi$; $\mathfrak{e}^2 = \text{grad}\,\chi$, $\mathfrak{e}^3 = \text{grad}\,\psi$,

$$\mathfrak{e}_1 = \frac{[\text{grad}\,\chi\;\text{grad}\,\psi]}{D}, \quad \mathfrak{e}_2 = \frac{[\text{grad}\,\psi\;\text{grad}\,\varphi]}{D},$$
$$\mathfrak{e}_3 = \frac{[\text{grad}\,\varphi\;\text{grad}\,\chi]}{D}$$

und $D = (\text{grad}\,\varphi\,[\text{grad}\,\chi\;\text{grad}\,\psi])$ sind die kovarianten Ansätze

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{u} &= \frac{\partial P}{\partial \varphi}\text{grad}\,\varphi + \frac{\partial P}{\partial \chi}\text{grad}\,\chi \\ &+ \frac{\partial P}{\partial \psi}\text{grad}\,\psi = \sum_i p_i \mathfrak{e}^i\end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

als Potentialgeschwindigkeit,

$$\mathfrak{d} = \mathfrak{a}_\varphi\,\text{grad}\,\varphi + \mathfrak{a}_\chi\,\text{grad}\,\chi + \mathfrak{a}_\psi\,\text{grad}\,\psi = \sum_i a_i \mathfrak{n}^i$$

als polarer Drehimpuls, und der kontravariante Ansatz

$$\mathfrak{W} = \text{rot}\,\mathfrak{d} = D\sum_i \text{Rot}_i\,\mathfrak{a}\,\mathfrak{e}_i = D\left\{\left|\frac{\partial \mathfrak{a}_\psi}{\partial \chi} - \frac{\partial \mathfrak{a}_\chi}{\partial \psi}\right|\mathfrak{e}_1\right.$$
$$\left. + \left|\frac{\partial \mathfrak{a}_\varphi}{\partial \psi} - \frac{\partial \mathfrak{a}_\psi}{\partial \varphi}\right|\mathfrak{e}_2 + \left|\frac{\partial \mathfrak{a}_\chi}{\partial \varphi} - \frac{\partial \mathfrak{a}_\varphi}{\partial \chi}\right|\mathfrak{e}_3\right\}$$

bestimmt.

Ist die Begrenzung der Flüssigkeit durch $\varphi =$ const gegeben, so müssen in Gl. (17): $\frac{\partial P}{\partial \varphi} = 0$, in Gl. (19): $\frac{\partial \mathfrak{a}_\psi}{\partial \chi} - \frac{\partial \mathfrak{a}_\chi}{\partial \psi} = 0$ an der Grenze verschwinden. Damit $\frac{\partial \mathfrak{a}_\psi}{\partial \chi} - \frac{\partial \mathfrak{a}_\chi}{\partial \psi}$ nicht identisch hinsichtlich $\chi\,\psi$ im ganzen Raume Null wird, müssen $\mathfrak{a}_\psi$, $\mathfrak{a}_\chi$ d. h. $\mathfrak{d}_\chi$ und $\mathfrak{d}_\psi$ der Grenzfläche zu nach Null streben. Die der Diffgl. (8a) entsprechenden Ansätze für die Grundlösungen des Raumes

$$\mathfrak{d}_i = \frac{1}{\sqrt{r}}\left\{A_i \cos M a\, Z_{n+\frac{1}{2}}(Mr)\right.$$
$$\left. - B_i Z_{-\left(n+\frac{1}{2}\right)}(Mr) \sin M a\right\} Y_n(\vartheta, \alpha)\, e^{-M^2 \nu t}$$

verschwinden auf $r = a$ nur für diskrete, reelle Werte von M; im übrigen verschwinden sie sehr bald wegen der Dämpfung, und mit ihnen die entsprechenden Geschwindigkeitsanteile. Man hat also für $\mathfrak{d}_\chi$ und $\mathfrak{d}_\psi$ gemäß der Gl. (11) keine Raumintegrale, sondern nur Randintegrale zu erwarten.

Wirbelfeld um eine gleichmäßig rotierende Kugelschale $\vartheta = \vartheta_0$. Mit Hilfe der konstanten Tourenzahl $\mathfrak{n}_z$ der Schale um die z-Richtung als Achse läßt sich die Umlaufsgeschwindigkeit $\mathfrak{u} = [\mathfrak{n}\,\mathfrak{r}]$ aus einem Drehimpulsvektor $\mathfrak{d}_0$ herleiten.

$$\text{rot}\,\mathfrak{d}_0 = \text{rot}\,\frac{1}{3}[\mathfrak{u}\,\mathfrak{r}] = \frac{1}{3}\{(\mathfrak{r}\,\text{grad})\,\mathfrak{u} - \mathfrak{u}$$
$$+ 3\mathfrak{u} - \mathfrak{r}\,\text{div}\,\mathfrak{u}\} = \mathfrak{u}$$

$$\mathfrak{d}_0 = \frac{1}{3}[\mathfrak{u}\,\mathfrak{r}] = \frac{1}{3}[[\mathfrak{n}\,\mathfrak{r}]\,\mathfrak{r}] = \frac{\mathfrak{r}\,(\mathfrak{n}\,\mathfrak{r}) - \mathfrak{n}\,r^2}{3} \qquad (20)$$

besitzt in den Polarkoordinaten r, α, ϑ des Raumes ausgedrückt die Komponenten

$$\mathfrak{d}_{0r} = 0; \quad \mathfrak{d}_{0\alpha} = \frac{r^2}{3}\{\mathfrak{n}_x \sin\alpha - \mathfrak{n}_y \cos\alpha\};$$
$$\mathfrak{d}_{0\vartheta} = -\frac{r^2}{3}\{\mathfrak{n}_x \cos\vartheta \cos\alpha + \mathfrak{n}_y \cos\vartheta \sin\alpha$$
$$- \mathfrak{n}_z \sin\vartheta\}.$$

Für die Berechnung des Drehimpulsfeldes nach Gl. (11) benötigt man

$$\frac{\partial \mathfrak{d}_{0\alpha}}{\partial r} = \frac{2}{3} r \{\mathfrak{n}_x \sin\alpha - \mathfrak{n}_y \cos\alpha\};$$
$$\frac{\partial \mathfrak{d}_{0\vartheta}}{\partial r} = -\frac{2r}{3}\{\mathfrak{n}_x \cos\vartheta \cos\alpha + \mathfrak{n}_y \cos\vartheta \sin\alpha$$
$$- \mathfrak{n}_z \sin\vartheta\}$$

als Beträge der Grenzgeschwindigkeit, so daß man

$$\mathfrak{d}_r = -\iiint g\,\mathfrak{d}_r\Big|_{t=0} d\omega$$

$$\mathfrak{d}_\alpha = -\frac{2\nu a}{3}\int_0^{t'}\iint g\,\{\mathfrak{n}_x \sin\alpha - \mathfrak{n}_y \cos\alpha\}\,df\,dt$$

$$\mathfrak{d}_\vartheta = \frac{2\nu a}{3}\int_0^{t'}\iint g\,\{\mathfrak{n}_x \cos\vartheta \cos\alpha + \mathfrak{n}_y \cos\vartheta \sin\alpha$$
$$- \mathfrak{n}_z \sin\vartheta\}\,df\,dt,$$

findet. Setzt man jetzt $\mathfrak{n}_x = \mathfrak{n}_y = 0$, und in Gl. (16) zur Erfüllung der Haftbedingung

$A = C \cos \frac{m a}{\sqrt{2}}$, $B = C \sin \frac{m a}{\sqrt{2}}$, so ergeben sich die Drehimpulskomponenten nach Gl. (14b) zu

$$\mathfrak{d}_r = \iiint |g|_{\mathfrak{t}=0} \frac{C e^{-\frac{m(r-a)}{\sqrt{2}}}}{r} \sin \frac{m(r-a)}{\sqrt{2}} \, h(\alpha \eta) d\omega$$

$$\mathfrak{d}_\vartheta = -\frac{2 \nu a \mathfrak{n}_z}{3} \iiint_0^{\mathfrak{t}'} g \sin \vartheta \, d f \, d t. \tag{21}$$

Aus diesen Komponenten berechnet sich das Wirbelfeld $\mathfrak{W} = \mathrm{rot}\, \mathfrak{d}$. Ist nun der Wirbelraum $\mathfrak{W}$ durch eine zeitlich sich ändernde Fläche $\mathfrak{F}$ gegen den Potentialraum abgegrenzt, so muß hierin $\mathfrak{W}_\mathfrak{n} = 0$ sein, d. h. $G = \iint D(\mathfrak{W} d \mathfrak{F}) = \mathrm{const}$ ist auf der Fläche konstant, oder bezieht sich direkt auf die Fläche. Dieses läßt sich auf folgende Weise nachweisen.

Wegen $d\mathfrak{F} = [d \mathfrak{r}_1 d \mathfrak{r}_2]$ läßt sich $(\mathfrak{W} d \mathfrak{F}) = (d \mathfrak{r}_2 [\mathfrak{W} d \mathfrak{r}_1])$ schreiben. Nach Gl. 3 erhält man also

$$G = \iint D(\mathfrak{W} d \mathfrak{F}) = \int (d \mathfrak{r}_2 \mathfrak{d}) \tag{22}$$

als „Fluß" durch die Grenzfläche ($= 0$), oder aber durch den Querschnitt der mehrfach zusammenhängenden Grenzfläche ($\neq 0$).

Bilden statt φ, χ, ψ jetzt L, M, N das orthogonale Flächensystem des Wirbelraumes mit L als Grenzfläche, so sind nach Gl. (18, 19)

$$\mathfrak{W} = -\frac{\partial M}{\partial \mathfrak{t}} \mathfrak{n}_2 - \frac{\partial N}{\partial \mathfrak{t}} \mathfrak{n}_3, \quad \mathfrak{d} = \mathfrak{a}_L (L M N) \,\mathrm{grad}\, L \tag{23}$$

eine hier nicht näher zu untersuchende Darstellung des Geschwindigkeits- und Drehimpulsfeldes. Man ersieht aus Gl. (23b), wenn bereits der Multiplikator $\frac{1}{\mathfrak{a}_L}$ für die Differentialgleichung $(\mathfrak{d} \, d \mathfrak{r}_2) = 0$ gefunden ist, daß ihre Lösung die Grenzfläche L zwischen Wirbel- und Potentialraum darstellt. Diese kann ihrerseits der Potentialströmung zugrunde gelegt werden.

Obige Darstellungen ermöglichen die theoretische Verfolgung von Erscheinungen, die man an Kugelschalen beobachten kann. Beispielsweise wird man eine etwa 1 kg wiegende Kugelschale aus Zink mit dem Wölbungsverhältnis $^1/_9$—$^1/_{10}$ und einem Durchmesser von etwa 30 cm für die Versuche benutzen. Ein hohes Gewicht ist wegen der Stabilität der unsymmetrisch wirkenden Auftriebskräfte, welche bei schneller Rotation der Scheibe um die Symmetrieachse während des Fluges auftreten, erforderlich. Auch muß die Umdrehungsgeschwindigkeit durch mehrere Versuche ausprobiert werden. Überraschen muß die Tatsache, daß die Schale unter einer Neigung von 15^0 gegen den Erdboden unter gleichzeitiger Erteilung der Rotation zu schleudern ist. Für jede Geschwindigkeit wird ein Optimum der Rotation vorhanden sein, um die größte Steigung der Bahn zu ergeben. Bei Versuchen wurde eine Flughöhe von 14—15 m in einer Entfernung von 40 m von der Abwurfstelle gemessen. Von dem Orte größter Flughöhe führt die Labilität zu den sonderbarsten Flugbahnen.

Eine technische Verwertung für Flugzeuge scheint nicht in Frage zu kommen. Die Lagerreibung, die durch die in den schalenförmigen Tragflächen eingebauten Elektromotoren erzeugte Kreiselwirkung, und die ungleich veränderten Auftriebskräfte mehrerer rotierender Schalen haben schon nicht zu beherrschende Störungen der Flugzeugstabilität zur Folge.

(Eingegangen 26. Oktober 1927.)

Einige Anwendungen des technischen Wechselstromes als Kurzzeitmesser.

Von Olaf Devik.

1. Der technische Wechselstrom von 50 Perioden ermöglicht eine Registrierung von Zeitpunkten in Intervallen von 1/100 Sekunde, welches besonders bei Vorlesungsversuchen und im Praktikum bequem ist. Durch gleichzeitige Anwendung eines Frequenzmessers kann die Fehlergrenze der Zeitmessung ohne Schwierigkeit unterhalb $^1/_4$ Proz. herabgedrückt werden, was für viele Zwecke, auch im Laboratorium, ausreichend sein dürfte.

Eine einfache Registrierung erreicht man durch Anwendung der Elektrolyse von Jodkalium-Stärke, wo das Jod am positiven Pol ausgeschieden wird und die bekannte Blaufärbung gibt. Ein Papier wird zu diesem Zwecke mit einer Lösung von Jodkalium-Stärke getränkt und mit einem Löschblatt oberflächlich getrocknet. Werden dann zwei Wechselstromkontakte nebeneinander über das Papier geführt, wird das Jod an den wechselnden positiven Polen ausgeschieden; also werden auf das Papier zwei Reihen von Linienstücken gezeichnet, wo die Stücke der einen Reihe gerade gegenüber den Intervallen der zweiten fallen. In vielen Fällen genügt diese einfache Vorrichtung, um einen Zeitraum mit einer Genauigkeit von $^1/_{100}$ Sekunde auszumessen; man läßt dann den Wechselstrom durch irgendeine Vorrichtung zu Beginn des betreffenden Prozesses einschalten und am Schluß ausschalten; die Anzahl der gezeichneten Linienstücke gibt

dann direkt die Zeit in hundertstel Sekunden gemessen an[1]).

Als Anwendung dieses Meßprinzips werden unten zwei Vorlesungsapparate und ein Apparat für das Praktikum kurz angegeben.

2. Bei der Behandlung der Kinematik wäre es aus didaktischen Gründen zu wünschen, daß z. B. eine Beschleunigung direkt aus den primär beobachteten Verschiebungen des bewegten Körpers berechnet würde. Dies setzt voraus, daß die Positionen des Körpers zu Zeitpunkten bestimmt werden, deren Intervalle so klein sind, daß die Wegstücke als Differentiale behandelt werden können. Wenn der bewegte Körper selbst seine Positionen automatisch z. B. jede $^1/_{100}$ Sekunde auf die ruhende Unterlage markieren könnte, wäre diese Bedingung in den meisten Fällen erfüllt. Dies läßt sich erreichen durch die Wechselstrommethode. In einigen Fällen ist es vorteilhaft, das Registrierpapier an dem bewegten Körper zu befestigen, während die Wechselstromkontakte an der ruhenden Unterlage befestigt sind, in anderen Fällen dürfte die umgekehrte Anordnung günstiger sein.

Ein Demonstrationsapparat zur Messung der Schwerebeschleunigung hat sich in folgender Ausführung gut bewährt.

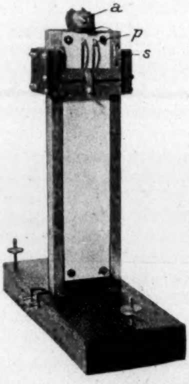

Fig. 1.

(Fig. 1.) Ein schweres Gewicht (etwa 2 kg) gleitet als Schlitten an einer hölzernen Säule während des freien Falles. An dem Schlitten sind zwei federnde Platinkontakte (p) angebracht, welche während des Hebens des Gewichts heruntergeklappt werden können. Diese Kontakte gleiten während des Falles auf der Vorderfläche der Säule, wo das Jodkalium-Papier befestigt wird[1]). Die Stromzuführung geschieht durch zwei an dem Schlitten befestigte Schleppkontakte (s), welche auf zwei stromführenden, festen Messingschienen gleiten. Oben an der Säule ist eine Auslösevorrichtung (a), welche in demselben Moment sowohl das Gewicht auslöst als den Wechselstrom

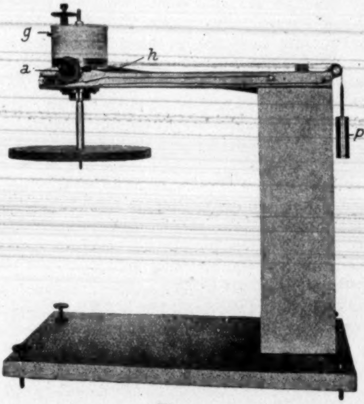

Fig. 2.

einschaltet. Nahe am unteren Ende des Fallweges wird der Wechselstrom wieder ausgeschaltet, und zwar dadurch, daß die Stromschienen dort auf einer kurzen Strecke unterbrochen sind. Es genügt bei diesem Apparate eine Fallhöhe von 20—30 cm, um eine für diesen Zweck befriedigende Bestimmung von g auszuführen. Der Einfluß der Reibung kann durch die Anwendung eines genügend schweren Gewichtes innerhalb der übrigen Versuchsfehler gehalten werden. (Über die Ausmessung des Registrierstreifens siehe Abschnitt 5.)

3. Ein Demonstrationsapparat zur Bestimmung der Winkelbeschleunigung und dadurch zur Messung von Trägheitsmomenten ist in Fig. 2 angegeben.

1) Der norwegische Gymnasiallehrer, Lektor Sverre Bruun hat nach der oben beschriebenen Methode einen einfachen Demonstrationsapparat zur Messung der Schwerebeschleunigung konstruiert. Durch seine Mitteilung in „Den högere Skole“, Nr. 5, 1927, wurde ich zuerst auf diese Methode aufmerksam gemacht.

1) Es empfiehlt sich, das Jodkalium-Papier auf leitender Unterlage anzubringen. Auf der Vorderseite der Säule ist daher ein Messingstreifen eingelegt. Glattes, aber wenig geleimtes Papier (z. B. Vervielfältigungspapier) wird mit einer frisch bereiteten Mischung von 5 proz. Stärkelösung und 10 proz. Jodkaliumlösung gestrichen und oberflächlich getrocknet, so daß es feucht, aber nicht naß ist. Nach beendeter Registrierung kann das Papier in Wasser gewaschen werden; die Registriermarken bleiben stehen.

An einem Zylinder, dessen vertikale Achse in Kugellagern läuft, ist das Registrierpapier befestigt. Das Drehmoment wird durch ein Gewicht (*p*) ausgeübt, welches an einem dünnen Draht hängt, der auf dem Zylinder aufgerollt ist. Oben am Stativ ist eine Auslösevorrichtung (*a*), welche gleichzeitig das Gewicht frei läßt und den Wechselstrom zu einem Gleitkontakte (*g*) führt, welcher federnd auf das präparierte Papier drückt. Die zweite Leitung ist mit dem Lager des Zylinders verbunden.

Nach einer Umdrehung wird die treibende Kraft ausgeschaltet, indem sich die Aufhängeschnur des Gewichtes in einer bestimmten Stellung von einem Stift an dem Zylinder ablöst. Um den Einfluß der Reibung zu bestimmen, wird die Registrierung fortgesetzt, und zu diesem Zwecke wird die Kontaktfeder langsam seitlich verschoben. (Hierzu dient ein Hebelarm (*h*), der mit der Kontaktfeder verbunden ist; der Hebelarm wird von der Hand bewegt.) Man erhält in dieser Weise eine Schraubenlinie, von Linienstücken zusammengesetzt, deren Zeitabstand $^1/_{100}$ Sekunde ist. Durch Ausmessung (siehe Abschnitt 5) erhält man die Winkelbeschleunigung in der Beschleunigungsperiode; die Korrektion wegen der Reibung ist einfach gleich der Verzögerung, nachdem die treibende Kraft ausgeschaltet ist.

Auf die verlängerte Achse des Zylinders können zur Bestimmung von Trägheitsmomenten verschiedene Körper angebracht werden. Es läßt sich natürlich mit diesem Apparate keine genaue Bestimmung machen; zur Demonstration der grundlegenden Beobachtungen wird er sich jedoch eignen.

4. Zu direkter Bestimmung von Phasenverschiebungen zwischen Strom und Spannung verschiedener Teile eines Wechselstromkreises läßt sich die Methode auch benutzen. Dies dürfte besonders für das elementare Praktikum von Interesse sein, gewöhnlich wird ja dort die Phasenverschiebung indirekt ermittelt. Wenn im folgenden ein derartiger Apparat beschrieben wird, so sei gleich betont, daß man in erster Linie ein pädagogisches Ziel im Auge hat.

Der Registrierzylinder (Fig. 3) ist in drei Teile geteilt, die voneinander isoliert, aber auf derselben Welle befestigt sind. An jedem dieser drei Zylinder wird ein präparierter Papierstreifen befestigt. Der Zylinder wird durch einen Motor in gleichmäßige Rotation gesetzt, etwa zwei Umdrehungen pro Sekunde. An einer seitlich befestigten Achse (*a*) sind drei paar Kontaktfedern drehbar angeordnet in der Weise, daß die Kontaktfedern während eines einzigen Umlaufes des Zylinders an die Papierstreifen gedrückt werden können. Dies bewirkt eine spezielle Vorrichtung am Ende der Zylinderachse; diese Achse hat einige große Gewinde, in welche eine seitlich verschiebbare Mutter (*m*) eingreifen kann. Die Mutter wird durch eine Spiralfeder (*f*) nach innen gedrückt. Wenn man die Mutter mit der Hand auszieht bis zum Eingriff der Gewinde, bewegt sich die Mutter zwangläufig weiter, bis sie wieder außer Eingriff gekommen ist. Während des Eingriffs wird ein kleiner Stift (*s*), welcher

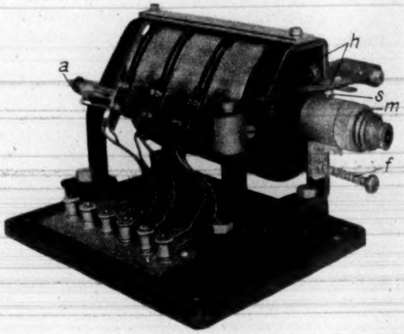

Fig. 3.

durch die Wandung der Mutter geht, in ein vertieftes Gewinde der Zylinderachse hinabgleiten; diese Vertiefung geht nur einmal um die Achse herum, und nach einer Umdrenung wird der Stift wieder gehoben. Die Bewegung des Stiftes wird auf einen Hebelarm (*h*) übertragen, welcher die Kontaktfedern an die Zylinderfläche drückt.

Nach erfolgter Registrierung wird der Hebelarm gehoben und der Zylinder zurückgedreht. Dadurch kommt die Mutter wieder in Eingriff und man kann bei stillstehendem Zylinder den Hebelarm mit der Hand herabdrücken, wodurch die stromführenden Kontaktfedern Nullmarken auf die Registrierpapiere markieren. (Bequem ist es, wenn diese Punkte genau auf einer geraden Linie liegen; dann kann man das oberhalb des Zylinders angebrachte Lineal benutzen und mit Bleistift Zeitlinien aufzeichnen.) Wenn die Mutter in die innere Lage gekommen ist, kann eine neue Messung stattfinden; da die Kontaktfedern etwas seitlich verschiebbar sind, können mehrere Registrierungen auf dasselbe Papier aufgenommen werden[1]).

1) Für Demonstrationszwecke kann man eine vereinfachte Anordnung benutzen: Die drei Kontaktpaare werden horizontal angeordnet, und die drei Registrierstreifen werden auf einer horizontalen Platte befestigt, welche auf dem Tisch unterhalb der Kontakte schnell vorübergezogen werden kann, z. B. durch ein Gewicht das in Wasser herabsinkt.

In Fig. 4a wird als Beispiel für die Anwendung eine Schaltung angegeben, nach welcher die Verschiebung der Spannungsphase an einer Selbstinduktion und an einer Kapazität gegenüber der Stromphase bestimmt wird. Die Stromphase wird von dem ersten Kontaktpaar gegeben, wel-

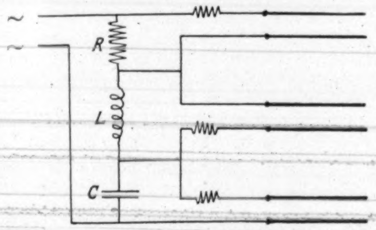

Fig. 4a.

ches durch einen Vorschaltwiderstand parallel zu einem Ohmschen Widerstand geschaltet ist. Das zweite bzw. dritte Kontaktpaar ist durch einen Vorschaltwiderstand parallel zur Selbstinduktion bzw. zur Kapazität geschaltet. Die Registriermarken auf dem Papier werden z. B. wie in Fig. 4b gezeichnet. Die Verschiebung der Reihen II und III der Reihe I gegenüber gibt dann direkt die Phasenverschiebung an.

Die Ausmessung der Registrierkurven wird erleichtert durch die Anwendung einer Hilfsskala,

Fig. 4b.

welche auf Zelluloid aufgetragen ist und bei der Ablesung auf die betreffende Registrierkurve gelegt wird, wie es in Fig. 4c angegeben ist. Die Bestimmung des Anfangspunktes eines Linienstückes (bei A) wird durch das Einpassen mehrerer Linienstücke in der Hilfsskala entsprechend genauer.

5. Wenn man, wie in Abschnitt 2 und 3, eine Registrierung einer beschleunigten Bewegung erhalten hat, ist die Länge eines einzelnen Linienstückes der Geschwindigkeit zu dem betreffenden Zeitpunkt proportional, und prinzipiell hätte man durch sukzessive Ausmessung der Linienstücke und Differenzbildung die Beschleunigung bestimmen können. Dieses Verfahren würde jedoch sehr ungenaue Resultate geben. Etwas besser ist es, wenn man eine längere Wegstrecke vom Anfangspunkte mißt und eine konstante Be-

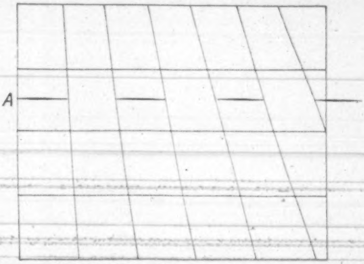

Fig. 4c.

schleunigung voraussetzt. Die Bestimmung des Zeitpunktes, wo die Bewegung gerade anfängt, wird jedoch immer eine Unsicherheit von einer halben Periode des Wechselstroms haben. Ist z. B. der ganze Zeitraum, wie bei der oben beschriebenen Fallmaschine, etwa 0,2 Sekunden, würde der Fehler der Zeitbestimmung 5 Proz. betragen können.

Diesen Fehler kann man folgendermaßen vermeiden. Vorausgesetzt wird nur, daß die Bewegung auf der betreffenden Wegstrecke eine konstante Beschleunigung (b) hat. Die Frequenz des Wechselstromes sei ν, der Zeitintervall entsprechend eines Linienstückes also $\frac{1}{2\nu}$. Nach dem Verlauf von m Zeitintervallen steigt die Geschwindigkeit von v_1 bis $v_1 + b\frac{m}{2\nu}$.

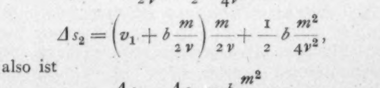

Fig. 5.

Die entsprechenden Wegstrecken sind (siehe Fig. 5).

$$\Delta s_1 = v_1 \frac{m}{2\nu} + \frac{1}{2} b \frac{m^2}{4\nu^2},$$

$$\Delta s_2 = \left(v_1 + b\frac{m}{2\nu}\right)\frac{m}{2\nu} + \frac{1}{2} b \frac{m^2}{4\nu^2},$$

also ist

$$\Delta s_2 - \Delta s_1 = b \frac{m^2}{4\nu^2}$$

und die Beschleunigung wird

$$b = \frac{(\Delta s_2 - \Delta s_1)\, 4\nu^2}{m^2}.$$

Diese Formel erlaubt die Bestimmung der Beschleunigung irgendwo auf einer Strecke ohne Rücksicht auf den Anfang der Bewegung. Praktisch verfährt man so, daß man für m eine passende Zahl wählt, und eine ganze Reihe aufeinanderfolgende Strecken mißt, indem man bei jeder neuen Messung ein Linienstück auf der Kurve weiter geht. Aus dieser Reihe werden diejenigen Zahlenwerte paarweise gruppiert, welche um m Nummern voneinander entfernt sind, und die Differenzen gebildet, aus deren Mittelwert die Beschleunigung berechnet wird[1]).

1) Als Beispiel sei eine Ausmessung einer Fallregistrierung angegeben: $m = 5$, $\nu = 50$ (nicht gemessen). Korrektion wegen Verkürzung des Papiers beim Trocknen = 1,1 Proz.

Δs_1	2,92	3,43	3,87	4,40	4,90	5,32	5,75	6,30	6,68	7,20
Δs_2	5,32	5,75	6,30	6,68	7,20	7,77	8,20	8,80	9,15	9,50
$\Delta s_2 - \Delta s_1$	2,40	2,32	2,43	2,28	2,30	2,45	2,45	2,50	2,47	2,30

$$\text{Mittel } 2{,}39, \text{ Korrektion } 0{,}02, \quad g = \frac{2{,}41 \cdot 4 \cdot 2500}{25} = 965 \text{ cm/sec}^2.$$

Trondhjem, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 21. Februar 1928.)

Über die Hypothese von H. Petersen, daß die höchsten Atmosphärenschichten durch β-Strahlen erwärmt werden.

Von Wilhelm Anderson.

Vor kurzem hat H. Petersen die Hypothese aufgestellt, daß die höchsten Schichten der irdischen Atmosphäre durch β-Strahlen erwärmt werden, die von der Sonne ausgehen sollen[1]). Den auf die irdische Atmosphäre fallenden Elektronenstrom schätzt Petersen auf 10^6 Amp. Dieser Elektronenstrom ist nach Petersen mit demjenigen identisch, welcher die magnetischen Stürme hervorruft. Es sei auch ein naheliegender Gedanke, daß die schnellsten von der Sonne ausgehenden Elektronen dieselbe Geschwindigkeit haben, wie die schnellsten bekannten β-Strahlen.

Dagegen bemerke ich folgendes:

Die größte bis jetzt beobachtete Geschwindigkeit der β-Strahlen beträgt 11 Millionen Volt; eine solche Geschwindigkeit wollen D. Yovanovitch und J. d'Espigne bei *RaC* gemessen haben[2]). Sollte die Sonne nur solche β-Strahlen aussenden (und nicht gleichzeitig auch positive Atomionen), so müßte ihre positive Ladung bis 11 Millionen Volt steigen; einen weiteren Verlust der Sonne an negativer Elektrizität würde das entstandene elektrostatische Feld verhindern.

Die Kapazität der Sonne beträgt etwa 0,077 Farad. Sollten die von der Sonne ausgehenden β-Strahlen einen Strom von 10^6 Amp. bilden, so würde die Sonne schon in etwa 0,8 Sekunden bis 11 Millionen Volt geladen sein, wodurch die β-Strahlung gestoppt wäre. In Wirklichkeit müßte die positive Sonnenladung noch viel schneller steigen. Nach Petersen ist 10^6 Amp. der Strom, welchen die Erde erhält; das kann aber nur ein kleiner Teil des Gesamtstroms sein, welcher von der Sonne ausgeht.

1) Physik. Zeitschr. **28**, 510—513, 1927.
2) C. R. **180**, 202 f., 1925.

H. Benndorf nimmt nun an, daß die von der Sonne ausgehende β-Strahlung von einer gleich schnellen und gleich intensiven Strahlung positiver Atomionen begleitet sei[1]). Dadurch wäre die oben erwähnte Schwierigkeit behoben. Nun ist aber bei gleicher Geschwindigkeit die kinetische Energie proportional der Masse. Also müssen die von der Sonne ausgehenden positiven Atomionen eine sehr viel größere kinetische Energie besitzen als die gleich schnellen Elektronen (da ja die Masse der letzteren sehr viel kleiner ist als die Masse der positiven Atomionen). Darum müssen auch die Hauptrolle bei der Erwärmung der höchsten Atmosphärenschichten die positiven Atomionen spielen, und nicht die Elektronen, wie es Petersen annimmt.

Die Hypothese von Petersen läßt sich nur dann aufrechterhalten, wenn man eine einseitige Protonenvernichtung im Sonnenkörper annimmt: die positiven Protonen unterliegen einer langsamen spontanen Verwandlung in strahlende Energie; die negativen Elektronen dagegen bleiben unverändert. Eine solche Annahme ist auch in der Tat gemacht worden von H. Rudolph[2]), von W. F. G. Swann[3]) und von mir[4]).

1) Physik. Zeitschr. **26**, 89, 1925. Wenn die positive und negative Strahlung verschiedene Geschwindigkeiten haben sollte, so müßten sich beide Elektrizitäten mit der Entfernung von der Sonne mehr und mehr trennen. Das würde eine elektrostatische Kraft hervorrufen, welche die Geschwindigkeiten beider Elektrizitäten auszugleichen bestrebt wäre. Bei dem so großen von der Sonne ausgehenden Strom, wie ihn die Hypothese von H. Petersen fordert, müßte die oben erwähnte elektrostatische Kraft außerordentlich groß sein.
2) Astronomische Nachrichten **227**, 9 f., 1926.
3) Journal of the Franklin Inst. **201**, 169 f., 1926; Phil. Mag. (7), **3**, 1093, 1927.
4) Zeitschr. f. Phys. **41**, 75, 1927; **42**, 475 ff., 1927.

Aber damit sind noch nicht alle Schwierigkeiten behoben.

Die in die irdische Atmosphäre eindringenden Elektronen müssen wieder in den Weltenraum entweichen (sonst würde ein unzulässig rasches Steigen der negativen Ladung der irdischen Atmosphäre stattfinden). Wenn nach Petersen die Erde 10^6 Coulomb negativer Elektrizität in der Sekunde erhält, so muß sie ebensoviel in den Weltenraum verlieren. Mag dieser Prozeß zum Beispiel 3 Sekunden gedauert haben. Die in dieser Zeit von der Erde (wohl gleichmäßig nach allen Seiten) zerstreute Elektrizitätsmenge beträgt $3 \cdot 10^6$ Coulomb, und befindet sich innerhalb einer Kugel, deren Radius kleiner als 1 Million Kilometer sein muß (denn selbst die mit Lichtgeschwindigkeit sich bewegenden Elektronen würden in 3 Sekunden nur $9 \cdot 10^5$ km durchmessen haben). Es ist leicht zu berechnen, daß dann in 1 Million Kilometer Entfernung vom Zentrum der Erde das negative Potential 27 Millionen Volt betragen muß. Dies ist mehr als genug, um selbst die schnellsten von der Sonne ausgehenden β-Strahlen zu stoppen und so zu verhindern, sich der Erde weiter zu nähern.

Will man trotzdem die Hypothese von Petersen aufrechterhalten, so muß man annehmen, daß in manchen Fällen die gewöhnlichen elektrostatischen Gesetze ihre Gültigkeit verlieren. Eine solche Annahme sah auch ich mich gezwungen bei meiner Koronauntersuchung zu machen[1]).

1) Zeitschr. f. Phys. **41**, 58ff., 1927.

Dorpat (Estland), 14. Februar 1928.

(Eingegangen 17. Februar 1928.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES IV. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN KISSINGEN VOM 18.—24. SEPTEMBER 1927.

A. P. Weber (Charlottenburg), **Eine neue Methode höchster Genauigkeit zur interferometrischen Wellenlängenmessung und ihre erstmalige Anwendung zur Vorbestimmung der für den deutschen Anschluß des Meters an Lichtwellen vorgesehenen Kryptonlinien.** (Nach gemeinsamen Versuchen von Kösters, Lampe und Weber.)

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt).

Die in den letzten Jahren mehr und mehr zur Anwendung gelangende interferometrische Methode der Längenmessung setzt voraus, daß die Wellenlänge des benutzten Lichtes im metrischen Maß genau bekannt ist. Inwieweit dieser Forderung die Messungen der Wellenlänge der roten Cadmiumlinie durch Michelson, Benoit, Fabry und Perot noch genügen, wird durch eine in der PTR in Ausführung begriffene Wiederholung des Meteranschlusses an Lichtwellen geprüft werden. Der praktische Gebrauch der neuen Meßtechnik, insbesondere bei Anwendung der von Dr. Kösters angegebenen Absolut-Interferenzkomparatoren und der zugehörigen Meßvorschrift[1]), ergab die Notwendigkeit für diese feinen Messungen schärfere Spektrallinien heranzuziehen. Die Genauigkeit der bisher mit Fabry-Perot-Etalon gemessenen Wellenlängen dieser Linien genügte jedoch nicht den gestellten Anforderungen. Es wurden daher nach der bereits früher beschriebenen Kösterschen Methode der interferometrischen Längenmessung durch Herrn Dr. P. Lampe und den Verfasser unter Verwendung von technischen Endmaßen weitaus genauere Messungen von Lichtwellenlängen ausgeführt, über die im folgenden berichtet wird.

I. Um die Vorzüge der neuen Methode zur Wellenlängenmessung besser zu kennzeichnen, ist es zweckmäßig, auf die Nachteile der Etalonmethode hinzuweisen. Bei dieser werden die vom Etalon erzeugten Interferenzringe mittels eines gut korrigierten Objektives auf den Spalt eines stigmatisch abbildenden Spektrographen entworfen. Die relativen Wellenlängen werden durch Ausmessung der Interferenzerscheinung auf der photographischen Platte erhalten. Derartige Wellenlängenmessungen können infolge der nachstehend angeführten Nachteile des Etalons keinen Anspruch auf höchste Genauigkeit machen.

1. Die Etalons sind während der photographischen Aufnahme der Interferenzen unkontrollierbaren mechanischen Veränderungen des Plattenabstandes unterworfen.

2. Die Herstellung einer guten Versilberung der Etalonplatten ist noch schwieriger als die Justierung der Platten auf absolute Planparallelität zueinander. Von der Erfüllung dieser beiden

1) Siehe den Abschnitt im Handbuch der physikalischen Optik, Band 1, 1. Hälfte: Kösters, Die Anwendung der Interferenzen zu Meßzwecken.

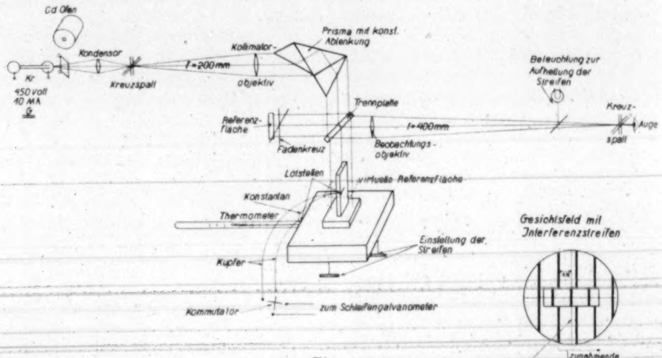

Fig. 1.

Bedingungen hängt die Schärfe, Feinheit und Lage der Interferenzringe ab.

3. Für jede einzelne Wellenlänge muß der Phasensprung des Lichtes an der durchlässigen Silberschicht empirisch ermittelt werden. Die Bestimmungsfehler des Phasensprunges gehen mit dem doppelten Betrage im Verhältnis zum einfachen Plattenabstand des Etalon in die Wellenlängenmessung ein.

4. Durch die Unsymmetrie der Intensitätsverteilung der Interferenzringe läßt sich der wahre Ringdurchmesser nicht ohne weiteres messen.

5. Infolge der bei zunehmendem Plattenabstand ständig enger werdenden Ringsysteme lassen sich die an und für sich vorteilhafteren großen Plattenabstände nicht anwenden.

6. Mangels eines geeigneten Spiegelmetalls ist der Wirkungsgrad des Etalons im ultravioletten Gebiet bedeutend verschlechtert. Ultraviolette Normalen können daher nur mit geringerer Genauigkeit gemessen werden.

Wenn auch bei Feinstrukturuntersuchungen der gut versilberte Etalon mit veränderlichem Plattenabstand von keiner anderen Interferenzeinrichtung hinsichtlich Qualität und Deutung der Interferenzerscheinung übertroffen wird, so ist die mit ihm erzielte Genauigkeit bei Wellenmessungen doch nur etwa $\pm$ 0,004 bis $\pm$ 0,001 ÅE. Für die Zwecke der interferometrischen Längenmessung ist diese Genauigkeit zu gering.

Durch die neue Methode lassen sich diese Nachteile des Etalons ausschalten. Bereits seit mehreren Jahren werden nicht nur in der Reichsanstalt, sondern auch in den übrigen nationalen Instituten, wie z. B. in Washington, Teddington und Paris, technische Parallelendmaße aus gehärtetem Stahl interferometrisch ausgemessen, d. h. ihre Länge direkt in Lichtwellenlängen ermittelt. Insbesondere läßt sich mit den von Dr. Kösters entwickelten Absolut-Interferenzkomparatoren bei einfachster Handhabung die Länge von Endmaßen bis zu einer Gesamtlänge von vorläufig 25 cm mit einer Genauigkeit von wenigen 0,001 μ bestimmen. Die Zuverlässigkeit derartiger Maßbestimmungen ist durch viele Hunderte von Messungen bestätigt. Es lag nun nahe, mit diesen Interferenzkomparatoren unter Benutzung von der Länge nach bekannten und konstanten Endmaßen umgekehrt relative Wellenlängenmessungen auszuführen, deren Genauigkeit naturgemäß der bei Längenmessungen erzielten hohen Genauigkeit relativ gleichkommen muß.

Das Prinzip des Absolut-Interferenzkomparators und der Gang der interferometrischen Längenmessung ist von Dr. Kösters an anderer Stelle[1]) eingehend beschrieben worden. Die obenstehende Fig. 1 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Apparates. Im wesentlichen besteht er aus einem zweckmäßig abgeänderten Michelson-Interferometer, mit dem visuell Fizeaustreifen, keine Ringe wie beim Etalon beobachtet werden. Das Prinzip der Beobachtung von Fizeaustreifen zur Messung von Endmaßen größter Länge ist von Dr. Kösters in die neuzeitliche Meßtechnik eingeführt worden. Der benutzte Interferenzkomparator ist einer der von der Firma Zeiss in den Handel gebrachten Apparate (Fig. 2), der jedoch mit verschiedenen Verbesserungen versehen wurde, die im folgenden näher angegeben sind. Die bekannte Michelsonsche Kompensationsplatte ist fortgelassen. Die Trennungsplatte selbst wurde durch eine einfache Platte mit 6′ Keilwinkel ersetzt, wodurch neben der Vermeidung einer zweiten störenden Interferenzerscheinung, die durch die Reflexion

1) Siehe a. a. O.

an der zweiten Glasfläche hervorgerufen wird, eine gewisse Achromatisierung der Breite der Fizeaustreifen erzielt wird in der Art, daß die Streifenbreite bei verschiedener Wellenlänge konstant gehalten werden kann. Um eine möglichst gute Intensitätsgleichheit der interferierenden Lichtstrahlen herstellen zu können, ist diese Trennungsplatte unversilbert gelassen. Die Keilkante der Platte liegt unter 45^0 zum Strahlengang im Apparat. Die Beobachtung der Fizeaustreifen erfolgt durch eine am Beobachtungsrohr angebrachte Spaltblende, deren Winkelgröße vom

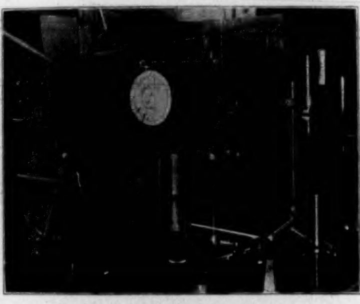

Fig. 2.

Objektiv aus gesehen einerseits von der Länge des Endmaßes, d. h. dem zu überbrückenden Gangunterschied abhängt — da bei zu großer Blende die Fizeaustreifen unsichtbar sind —, anderseits von der Dispersion des spektral zerlegenden Prismas. Die bei kleinen Gangunterschieden überaus schwarzen Interferenzstreifen können zwecks Sichtbarmachen des Fadenkreuzes, das auf der platinierten Referenzfläche eingraviert ist, mittels einer einfachen Vorrichtung aufgehellt werden. Die Temperaturmessung des Endmaßes und damit die Festlegung seiner Länge im Augenblick der Messung erfolgt durch Quecksilber- oder Platinthermometer und durch ein mit einem Zeiss-Schleifengalvanometer abgelesenen Kupfer-Konstantanthermoelement, dessen Lötstellen am Endmaß und am Thermometer liegen. Hierdurch läßt sich eine Temperaturmessung auf $\pm 0{,}003^0$ relativ zum Thermometer ermöglichen. Der Interferenzkomparator ist von der interferometrischen Längenmessung her so justiert, daß mit zur Referenzfläche senkrechtem Strahlengang beobachtet wird. Bei der Wellenlängenmessung muß vor allem die Beobachtungsspaltblende entweder vollkommen und gleichmäßig oder mindestens aber symmetrisch durch das Bild der einzelnen Lichtquellen ausgefüllt sein. Dies ist wohl die einzigste Fehlerquelle, die sich allerdings leicht ausschalten und kontrollieren läßt, da zur Erreichung einer Meßgenauigkeit von 1 : 30 Millionen eine Justierung bzw. Ausleuchtungssymmetrie der Spaltblende auf nur $\pm {}^1/_{10}$ mm bei 400 mm Objektivbrennweite des Beobachtungsrohres erforderlich ist.

Als feste „Etalons“ werden aus der gleichen Stahlsorte angefertigte Parallelendmaße und Stahlplatten mit vollkommen identischer Bearbeitung der optisch polierten Oberflächen verwandt. Die Endmaße, die nebst den Stahlplatten von der Firma Fritz Werner, Berlin, ganz erstklassig hergestellt waren, werden nach einem besonderen Verfahren auf die Stahlplatten aufgesprengt. Die Längen- und Gestaltsfehler dieser Endmaße sind sehr klein. Es sei bemerkt, daß von mehreren Firmen Endmaße in den Handel gebracht werden, deren Längen nicht mehr als $\pm 0{,}03\ \mu$ vom Sollwert abweichen und deren Gestaltsfehler, insbesondere die Abweichungen von der Planparallelität kleiner als $\pm 0{,}03\ \mu$ sind.

Der Gang der eigentlichen Wellenlängenmessung ist folgender. Ein Endmaß, dessen Länge sich allein nach der Zuverlässigkeit des Ausgangswertes der zu messenden Wellenlänge richtet, wird in den Interferenzkomparator eingesetzt und zum Fadenkreuz pointiert. Es kommt nun darauf an, für die einzelnen Lichtarten die Verschiebung der beiden im Gesichtsfelde sichtbaren Streifensysteme (Fig. 1), wovon das eine von der oberen Endmaßfläche, das andere von der an das Endmaß angesprengten Stahlplatte herrührt, in Bruchteilen der Streifenbreite abzulesen. Zu diesem Zwecke wird ein dunkler Interferenzstreifen der oberen Endmaßfläche auf den Schnittpunkt des Fadenkreuzes eingestellt und die Stellung des einen Fadens zum zweiten Interferenzstreifensystem abgeschätzt, wobei mit einiger Übung eine Genauigkeit von etwa $\pm 0{,}02$ Streifenbreiten erreicht wird. Damit beide Streifensysteme gleichgut sichtbar sind, wird vorher durch Bewegen des ganzen Apparatkopfes die Lage der virtuellen Referenzfläche auf die halbe Höhe des Endmaßes eingestellt. Temperatur, Luftfeuchtigkeit und Luftdruck werden im Augenblick der Streifenablesung gemessen. Die Länge des Endmaßes ist entweder vorher gemessen worden oder sie wird, was richtiger ist gleichzeitig bei der Wellenlängenmessung mittels Wellenlängennormalen nach der von Kösters angegebenen Methode bestimmt. Bei der jetzt folgenden Berechnung der zu messenden Wellenlänge aus Endmaßlänge und Streifenverschiebung, also relativ zur Wellenlängennormale, ist der jeweilige Brechungsexponent der Luft zu berücksichtigen. Hierzu wird die Formel von Meggers und Peters benutzt. Für die interferometrische Längenmessung hat Dr. Kösters

Tabelle I.

Mittlere Genauigkeit der relativen Wellenlängenmessung bei einem λ von 6000 ÅE.

Endmaßlänge	2	5	12,5	30 + 1,25	75 + 0,625	150 + 0,3125 mm
Meßgenauigkeit	± 0,01	± 0,005	± 0,002	± 0,0007	± 0,0003	± 0,00015 ÅE.
Erforderliche Genauigkeit des Ausgangswertes der Wellenlänge	± 0,25	± 0,5	± 1	± 2	± 3,5	± 7 ÅE.

Anfangswert der Wellenlänge:		*Kr* (rot) 6456,3 ÅE.	*Kr* (gelbgr.) 5649,63 ÅE.
Messung mit einem Endmaß von [1]	2 mm	6456,354	5649,576
„ „ „ „ „ [1]	5 (4,5) mm	6456,325	5649,614
„ „ „ „ „ [1]	12,5 (12) „	6456,331	5649,602
„ „ „ „ „ [1]	30 (25) „	6456,3260	5649,592
„ „ „ „ „ [1]	75 „	—	5649,5912
„ „ „ „ „ [1]	150 „		5649,5919
Fein-Messung direkt an *Cd* rot	150 „	6456,3241	5649,5924

1) Einfache Messungen lediglich zur Bestimmung der Ordnungszahl, relativ zu *Kr* 5870.

einen Rechenschieber anfertigen lassen, der die Brechungsexponentkorrektion der Endmaßlänge bzw. der Wellenlänge für eine mittlere Wellenlänge von 5000 ÅE anzeigt. Der Brechungsexponent der Luft läßt sich durch Einsetzen des Endmaßes in ein Vakuumgefäß ebenfalls nach der neuen Methode der Wellenlängenmessung bestimmen. Derartige Messungen, die von den sonst auftretenden Fehlerquellen der früher angewandten Methoden frei sind, werden demnächst veröffentlicht werden.

Die Vorzüge der neuen Meßmethode gegenüber der Etalonmessung sind folgende:

1. Es werden praktisch längenkonstante „Etalons", nämlich handelsübliche Endmaße aus gut gealtertem Stahl benutzt. Bei besonderen Anforderungen können auch Endmaße aus Quarz oder Invar gebraucht werden.

2. An Stelle der engen Ringsysteme der Etalons bei größeren Plattenabständen lassen sich beliebig breite Fizeaustreifen einstellen.

3. Der Phasensprung ist weitgehend, praktisch vollkommen eliminiert, da die beiden Interferenzstreifensysteme ganz gleichartig durch die optisch identischen und gleichgerichteten Stahlspiegel erzeugt werden.

4. Die schwierige Justierung des Etalons fällt fort. Das Endmaß ist als solches dauernd richtig justiert. Die Verschiebung der beiden Streifensysteme ist allein von der Endmaßlänge und der Wellenlänge abhängig.

5. Es ist keine Unsymmetrie der Intensitätsverteilung der Interferenzstreifen vorhanden. Lichtschwache Nebenlinien der zu messenden Spektrallinien, die durch die Dispersion des Interferenzkomparators nicht genügend getrennt sind, haben auf die Lage der Interferenzstreifen und damit auf die Wellenlänge kaum Einfluß. Berechnungen hierüber hat bereits Michelson angestellt, jedoch nur für Feinstrukturkomponenten.

6. Es können die höchsten Gangunterschiede bis zur Grenze der Interferenzfähigkeit des Lichtes angewandt werden. Hierdurch wird die relative Genauigkeit der Wellenlängenmessung außerordentlich gesteigert.

7. Die neue Methode ist auch für photographische Messungen brauchbar. Es ist somit die Möglichkeit gegeben, ultraviolette Normalen mit gleichguter Genauigkeit wie im sichtbaren Gebiet zu bestimmen. Eine derartige Messung ist an der PTR in der Ausführung begriffen. Die photographische Anordnung besteht darin, daß die Interferenzstreifen durch die kleine Austrittsblende photographiert werden. Sollte es erwünscht sein, das ganze Spektrum auf einmal zu erhalten, so läßt sich die Anordnung so treffen, daß die spektrale Zerlegung des Lichtes erst nach dem Austritt durch die Spaltblende des Beobachtungsrohres erfolgt. Allerdings muß hierbei, um genügende Trennung der einzelnen Interferenzstreifensysteme zu erhalten, das Gesichtsfeld mit den Interferenzstreifen durch einen Hilfsspalt eingeengt werden. Am Prinzip der Methode wird hierdurch nichts geändert.

Über die Genauigkeit, die sich mit der neuen Methode erzielen läßt, gibt Tabelle I am besten Auskunft. Aus zahlreichen Endmaßmessungen ergibt sich, daß bei wiederholter Längenmessung eines Endmaßes mit derselben Wellenlänge die einzelnen Messungen nicht mehr wie durchschnittlich 0,004 μ voneinander abweichen. Vorausgesetzt hierbei ist, daß das Endmaß auf der Grundplatte aufgesprengt bleibt. Bei einem Endmaß von 150 mm Länge und genügend interferenzfähigem Lichte ergibt sich also eine relative Genauigkeit der Wellenlängenmessung von 1 : 40 Millionen oder von 0,00015 ÅE. bei einem λ von 6000 ÅE. Die relative Genauigkeit ist unabhängig von der Wellenlänge des Lichtes, da mit abnehmender Wellenlänge, also mit Ab-

nahme des maximal möglichen Gangunterschiedes, im gleichen Verhältnis die Ablesegenauigkeit wächst. Die aus der Tabelle I ersichtliche Auswahl der Endmaßstufen 2, 5, 12,5 usw. mm (s. Fig. 3), also immer das Zweieinhalbfache der Vorstufe, erfolgt in der Absicht, nicht nur bei der nächst größeren Stufe die Wellenlänge genauer zu erhalten, sondern auch gleichzeitg den Ausgangswert der Wellenlänge zu kontrollieren. Es wird also gleichzeitig die Maßlänge auf- und abgebaut. Durch das Maß von 150 mm + 0,3125 mm wird z. B. die für die sichere Bestimmung der Ordnungszahl noch zulässige Fehlergrenze der Ausgangs-

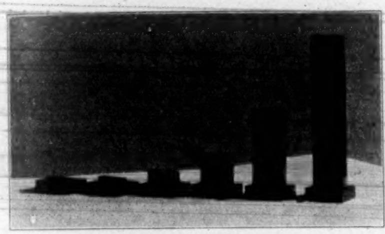

Fig. 3.

wellenlänge auf ± 7 ÅE. hinaufgesetzt. Die ganze Anordnung ist also eine Art Auswahlprinzip für die richtige Ordnungszahl.

II. Ihre erste Anwendung hat die neue Methode bei der Wellenlängenmessung von einigen ausgewählten Kryptonlinien gefunden. Diese Messungen sind nicht nur zum Zwecke ausgeführt worden, genauere Werte der Wellenlängen für die interferometrischen Längenmessungen zu erhalten, sondern sie sind auch ein wesentlicher Bestandteil des Anschlusses des deutschen Meterprototyps Nr. 18 an Lichtwellenlängen. Bereits im Jahre 1923 hat das Internationale Komitee für Maß und Gewicht beschlossen, zwecks internationaler Einführung einer Wellenlängendefinition des Meters die Messungen von Michelson aus dem Jahre 1893 und die endgültigen Messungen von Benoit, Fabry und Perot aus dem Jahre 1907 mit der roten Cadmiumlinie oder mit anderen, besseren und schärferen Linien nach den alten oder neuen Methoden zu wiederholen. Die nationalen Institute von Deutschland, England, den Vereinigten Staaten von Amerika und Japan sind mit der Ausführung der Meteranschlüsse beschäftigt. Japan führt den Anschluß nach der alten Methode von Benoit, Fabry und Perot aus. Der deutsche Meteranschluß erfolgt nach einer von Dr. Kösters erdachten Methode unter Verwendung unveränderlicher, handelsüblicher Endmaße, so daß eine Wiederholung des Anschlusses jederzeit möglich ist und hierdurch gleichzeitig dem Bedürfnis der Industrie nach Längenmessungen höherer Genauigkeit entsprochen wird. Bei dieser Methode muß als erste Aufgabe ein möglichst langes Endmaß, und zwar von mindestens 200 mm Länge direkt in Lichtwellenlängen ausgemessen werden. Mit der roten Cadmiumlinie konnte diese Messung nicht ausgeführt werden, da die Unbeständigkeit der Erzeugung der Linie, ihre geringe interferometrische Schärfe und die Störungen durch die hohe Ofentemperatur die nötige relative Meßgenauigkeit nicht erzielen lassen. Die Lösung dieser Aufgabe war den Kryptonlinien vorbehalten, nachdem es im rechten Augenblick gelungen war, dauerhafte Kryptonröhren herzustellen, die sehr reines Krypton bei hohem Druck enthalten und daher eine Lebensdauer von vielen Hundert Stunden besitzen. Es zeigte sich zunächst, daß die hellgrüne Linie 5570 für interferometrische Längenmessungen nicht brauchbar ist. Eine nähere Untersuchung der übrigen helleren Kryptonlinien zeigte, daß vor allem die Linien 6456, 5870, 5649 und 4502 am besten dem praktischen Bedürfnis der interferometrischen Längenmessungen entsprechen. Besonders die gelbgrüne Linie 5649 ist von so hervorragender Interferenzfähigkeit, daß es mit dieser Linie möglich war das 200 mm Endmaß absolut in Wellenlängen auszumessen. Aber auch mit der vielleicht ebenso scharfen roten Linie 6456 und noch einigen anderen, aber nicht genügend isoliert im Spektrum liegenden Linien kann diese Messung ausgeführt werden. Die Wellenlängen der ausgewählten Linien waren vorher nach der neuen Methode mit den größten, zulässigen Endmaßen (bis zu 150 mm Länge) relativ zur roten Cadmiumlinie gemessen worden. Die Meßresultate sind in Tabelle II mit früheren Messungen zusammengestellt. Aus den einzelnen Meßreihen der vorzugsweise gemessenen Linien 6456, 5870 und 5649 ergibt sich eine Zuverlässigkeit der angegebenen Wellenlängenwerte von rund ± 0,00001 ÅE.

Die rote Cadmiumlinie ist damit als Normale erster Ordnung ausgeschaltet, mindestens für die Zwecke der interferometrischen Längenmessung. Es ist nicht angängig, daß sie die Normale für die besseren Kryptonlinien ist. Sie genügt nicht den hohen Anforderungen der interferometrischen Längenmessung. Mit der Einführung der unbedingt notwendigen Wellenlängendefinition des Meters wird nämlich die Wellenlängennormale erster Ordnung nicht nur spektroskopisches Interesse besitzen, sondern sie ist das „Urmaß" geworden.

Die Praxis der interferometrischen Längenmessung bedingt neben der „Urmaßlinie" eine möglichst langwellige und eine möglichst kurzwellige Linie zur sicheren Entscheidung der

Tabelle II.

Wellenlängen in Luft von 20° C, 760 mm *Hg* und 10 mm Feuchtigkeit, relativ zur roten Cadmiumlinie 6438,5033 ÅE.

Linie	PTR. Absolut-Inko mit 150 mm Endmaß	Perard 1923 Michelson-Interferometer	Bureau of Standards 1921/22 mit Etalon	Buisson u. Fabry 1913 mit Etalon
grüne Cadmium	5085,8490	,8488	,8498	,8504
rote Krypton	6456,3241		,324	
gelbe „	5870,9463	,9462	,9445	,9480
gelbgrüne „	**5649,5924**			
violette „	4502,3790[1])			
grüne Neon	5400,5919[2])		,593	

1) Relativ zu *Kr* 6456, 5870 u. 5649. — 2) 100 mm Endmaß.

Ordnungszahl der Interferenzstreifen. Im Cadmiumspektrum steht nur die rote Linie für die interferometrischen Messungen zur Verfügung, da alle anderen gut sichtbaren Linien eine störende Feinstruktur haben. Dagegen sind im Kryptonspektrum viele sehr günstig gelegene Linien vorhanden, vor allem die vier vorhin angeführten Linien, die auch mit geringer Dispersion getrennt werden können. Weiterhin hat Krypton im Gegensatz zum Cadmium den großen Vorzug, daß die Interferenzfähigkeit der Linien durch Abkühlen der Röhre mit laboratoriumsmäßigen Mitteln auf mehr als doppelt so großen Gangunterschied gebracht werden kann.

Die bisherige Untersuchung des Kryptonspektrums läßt bereits jetzt die zukünftige Normale erster Ordnung erkennen, nämlich die vortreffliche gelbgrüne Linie 5649, und zwar deren Vakuumwellenlänge, obwohl die Festsetzung der Wellenlänge bei einem Luftzustand von 20° C, 760 mm *Hg* und 10 mm Feuchtigkeit dem praktischen Bedürfnis der interferometrischen Längenmessungen besser entsprechen würde. Ihre Wellenlänge in Beziehung zum Meter ist zweckmäßig so festzulegen, daß der jetzt gültige Wert der Wellenlänge der roten Cadmiumlinie im Interesse der Spektroskopie erhalten bleibt. Inzwischen ist ein Antrag der Vereinigten Staaten von Nordamerika für die Generalkonferenz für Gewichte und Maße, die in Paris im September 1927 zusammentritt, auch Deutschland in Abschrift zugegangen: Das Meter in Wellenlängen der roten *Cd*-Linie mit dem Werte festzulegen, wie er von Fabry und Perot im Jahre 1907 durch Meteranschluß bestimmt worden ist. Vor der Tagung der Generalkonferenz konnten den Herren Meggers und Peters bei ihrem Besuche in Berlin die deutschen Fortschritte, insbesondere die Überlegenheit der Kryptonlinien, persönlich vorgeführt werden und es ist anzunehmen, daß der Antrag in dieser Form nicht Beschluß werden wird. Der deutsche Standpunkt, den Herr Dr. Kösters in Paris vertreten wird, ist der, einer vorläufigen Regelung einer Wellenlängendefinition des Meters durch die rote *Cd*-Linie zuzustimmen, bis den übrigen Staaten ebenfalls Gelegenheit gegeben ist, die gelbgrüne *Kr*-Linie eingehend zu studieren[1]).

Über die Eigenschaften dieser Linie ist weiterhin zu sagen, daß die visuellen interferometrischen Längenmessungen keine Andeutung einer Feinstruktur oder Selbstumkehr ergaben. Auch bereitwilligst von Herrn Dr. Lau gemachte photographische Aufnahmen mit einer verbesserten 10 mm dicken Lummer-Gehrcke-Platte zeigen bei der vorläufig untersuchten gelbgrünen und roten Linie weder Feinstruktur noch Unsymmetrie und Selbstumkehr. Derartige Untersuchungen müssen aber möglichst vielseitig und mit den verschiedensten Hilfsmitteln der Interferenzspektroskopie unternommen werden. Eine Anregung hierfür zu geben, soll nicht der einzige Zweck dieser Ausführungen sein.

Diskussion.

Herr K. W. Meißner: Nach den Ausführungen des Herrn Vortragenden könnte es scheinen, daß die alte Methode von Perot und Fabry, die bisher zur Bestimmung von Normalen zweiter Ordnung von verschiedenen Seiten ausgiebig gebraucht wurde, künftighin der Köster schen weichen müsse. Demgegenüber scheint mir aber zunächst kein Grund vorzuliegen, sich von der Verwendung der versilberten Luftplatte abzuwenden, die so große Vorteile der Einfachheit beim Aufbau und der Anwendung mit sich bringt; die großen Abweichungen der interferometrischen Messungen verschiedener Beobachter, wie man

1) In der Generalkonferenz in Paris (Sept./Okt. 1927) ist dementsprechend einstimmig beschlossen worden, das Meter vorläufig durch die rote *Cd*-Linie nach Fabry und Perot festzusetzen; um diese durch die bessere gelbgrüne *Kr*-Linie zu ersetzen, die nationalen Institute zu ersuchen, diese Linie eingehend zu studieren.

sie etwa bei Eisenlinien findet, können nicht ohne weiteres durch eine Unzulänglichkeit der Methode erklärt werden, sondern viel eher durch schlecht definierte Linien. Die glänzende Übereinstimmung der verschiedenen Messungen des Neonspektrums beweist dies deutlich. — Als Nachteil der alten Methode wurde ferner angeführt, daß der Phasensprung bei der Reflexion besonders bestimmt werden müsse. Es ist richtig, daß bei der Ermittlung der Dispersion des Phasensprungs, — nur sie geht bei der Bestimmung von Normalen zweiter Ordnung in die Rechnung ein —, am leichtesten Fehler gemacht werden können, aber bei Verwendung vernünftiger Methoden sind solche Fehler leicht zu vermeiden.

Herr Weber: Daß die bisherigen Wellenlängenmessungen mit Etalon nicht so genau übereinstimmen und den hohen Anforderungen der Interferenzlängenmessungen nicht genügen, geht wohl am besten aus den sehr sorgfältigen Messungen der scharfen gelben und grünen Kryptonlinien durch das Bureau of Standard und durch Buisson und Fabry hervor. Diese Messungen zeigen nicht nur eine gegenseitige Differenz von 0,0035 ÅE, sondern weichen auch bei der gelben Linie um rund 0,002 ÅE-Einheiten von den Messungen nach der neuen Methode ab.

Herr R. Mecke: Ich möchte den Herrn Vortragenden fragen, ob nach seiner Meinung die Lichtstärke und Haltbarkeit der benutzten Kryptonlampen ausreichend ist. So geeignet die grüne Linie auch für visuelle Beobachtungen sein mag, so ungeeignet ist gerade diese Spektralgegend für photographische Aufnahmen. Nach den obigen Ausführungen handelt es sich fast ausschließlich um visuelle Messungen, für Normalmessungen an Wellenlängen sind aber photographische Aufnahmen der Interferenzen nicht zu umgehen. Aus diesem Grunde dürfte es sich empfehlen, die Suche nach einer lichtstarken Linie in einem photographisch geeigneteren Spektralbezirk fortzusetzen. Für Gitteraufnahmen reicht die Intensität der jetzigen Röhre auf jeden Fall nicht aus.

Herr Weber: Die Lebensdauer der benutzten Kryptonröhren beträgt etwa 400 Brennstunden, jedoch nur bei Betrieb mit Gleichstrom und keiner höheren Belastung als 10—15 MA. Was die Lichtstärke der gelbgrünen Linie betrifft, so ist diese bei end-on-Stellung der Röhre für photographische Aufnahmen sicherlich ausreichend. Für besondere spektroskopische Zwecke dürften im Krypton-Spektrum andere geeignete Linien vorhanden sein, deren Wellenlängen jetzt schon so genau bekannt sind oder sich messen lassen, daß sie der Normalen I. Ord. (Urmaß) praktisch gleichwertig sind.

Herr R. Mecke: Ich möchte betonen, daß auch die einzelnen Interferometermessungen unter sich, wie bereits Herr Meißner ausführte, recht gut übereinstimmen und die gleiche Genauigkeit haben dürften wie bei der obigen Interferenzanordnung. Die bisher an Wellenlängenmessungen festgestellten Abweichungen sind auf die schwere Reproduzierbarkeit der Versuchsbedingungen (Lichtquelle) zurückzuführen.

Herr Weber: Ich kann hierzu nur nochmals bemerken, daß die Meßgenauigkeit der neuen Methode auf Grund von zahlreichen Einzelmessungen mindestens eine Größenordnung höher ist als bei den besten bisherigen Etalon-Messungen.

Herr W. Kaufmann: Ich bitte den Herrn Vortragenden um Auskunft, wie genau sich bei mehrmaligem Ansprengen desselben Endmaßes die Resultate, die doch von dem unbekannten (wohl einige Molekulardicken betragenden) Abstand der Flächen abhängen, reproduzieren lassen.

Herr Weber: Die für die Messungen benutzten hochglanzpolierten Fr. Werner-Endmaße zeigen bei wiederholtem Ansprengen eine Längenkonstanz innerhalb weniger 0,001 μ. Gewisse Versuche ergeben, daß Zwischenschichten infolge der auftretenden, gegenseitigen Molekularkräfte des Stahls nicht mehr in nachweisbarem Betrage vorhanden sind.

Herr G. Joos: Der Herr Vortragende bemerkte u. a., daß der mit den Fizeaustreifen bis zu Gangunterschieden gehen könne, welche nur durch die Interferenzfähigkeit der Lichtquelle bedingt sind. Wie ist dann folgendes Dilemma gelöst? Eine exakt punktförmige Lichtquelle liefert streng paralleles Licht, damit aber eine verschwindende Öffnung der die Fizeaustreifen abbildenden Bündel. Eine endliche Bündelöffnung bei ausgedehnterer Lichtquelle setzt notwendigerweise dem Gangunterschied eine Grenze, da dann auch der durch die verschiedene Strahlenneigung bedingte Wegunterschied hereinkommt.

Herr Weber: Die Interferenzerscheinung im Gesichtsfelde des Interferenzkomparators setzt sich tatsächlich infolge der endlichen Bündelöffnung aus einzelnen, jedem Punkte der leuchtenden Öffnung zugeordneter und daher verschobener Fizeaustreifensystemen zusammen. Herr Kösters hat damals bei der Konstruktion seines Interferenzkomparators gezeigt, daß auch bei größten Gangunterschieden bis zur Grenze der Interferenzfähigkeit des Lichtes die Bündelöffnung (die mit Licht ausgefüllte Öffnung der Beobachtungsblende) ja nicht so klein zu sein braucht, um Fizeaustreifen beobachten zu können. Beim praktischen Gebrauch des Interferenzkomparators muß die Blendenöffnung so groß genommen werden, daß die größte gegenseitige Verschiebung der Streifensysteme für die einzelnen Punkte der Öffnung genügend klein ist und meistens nicht mehr als $^1/_{10}$ Streifenbreite beträgt.

Berichtigung

zu der Arbeit F. Vierheller, Die Qualität und Quantität der Röntgen-Streustrahlung des Wassers (Physik. Zeitschr. **28**, 745, 1927).

In der Arbeit, die ohne Korrektur des Verfassers abgedruckt werden mußte, ist eine Reihe von Druckfehlern stehen geblieben; es muß heißen:

S. 749, 1. Spalte, 2. Absatz, Zeile 2 u. 3 „die Ausmessung des Zentralstrahls des gesamt durchstrahlten Kegels".
S. 750, Tabelle IV letzte Zeile unter „Ionisationsströme" statt 1,44 1,64.
S. 751, 1. Spalte, Zeile 11 v. u. „Neigung der Kurven in Fig. 8".
S. 750, 2. Spalte, Textzeile 8 v. u.
S. 752, 1. „ „ 10 v. u.
S. 754, 2. „ „ 18 v. o.
statt „Abszisse" „Ordinatenachse".
S. 753 u. 754, Tabellen X bis XV in Kolonne 4 überall statt 0, . . . 1, . . .
S. 754, 1. Spalte, Zeile 3 v. u. statt „ausgezogenen Kurven" „ausgezogenen größeren Kurven".
S. 754, 2. Spalte, Zeile 25 v. o. statt „Strahlung" „Tiefe".
S. 754, 2. Spalte, Zeile 22 v. u. statt „unterhalb" „innerhalb".

Tagesereignisse.

Haus der Technik in Essen. Das Haus der Technik veranstaltet während des Sommers folgende Vorlesungen:

1. Neuzeitliche Aufgaben der bergmännischen Wetterführung. Dozent Dr.-Ing. P. Francke-Clausthal, Bergakademie. 19. und 20. April von 7—9 Uhr abends in der Essener Bergschule.
2. Die deutsche Kleineisenindustrie. Ingenieur und Fabrikant Hugo Kaessberg-Hagen (Westf.) 23. und 24. April von 7—9 Uhr abends in der Essener Börse.
3. Quantenlehre in Physik und Technik. Prof. Dr. Ludwig Hopf-Aachen, Technische Hochschule. Allgemeine Vorlesung. 27. April 1928 von 7—9 Uhr abends in der Essener Börse.
4. Fortschritte in der Hochspannungstechnik. Prof. Dr.-Ing. Petersen, Direktor und Vorstandsmitglied der AEG, Darmstadt, Technische Hochschule. 3. und 4. Mai 1928 von 7—9 Uhr abends in der Essener Börse.
5. Leerlauf in der industriellen Wirtschaftsführung. Prof. Dr. Otto Goebel-Hannover, Technische Hochschule. 8. Mai von 7—9 Uhr abends in der Essener Börse.
6. Technische Fortschritte im Eisenbetonbau und ihre wirtschaftliche Bedeutung. Dr.-Ing. Wilhelm Petry, Geschäftsführendes Vorstandsmitglied des Deutschen Betonvereins. Oberkassel (Siegkreis). 15. Mai von 7—9 Uhr abends in der Essener Börse.
7. Elektrische Reinigung der Abgase. Prof. der Physik an der Universität Berlin, Rudolf Ladenburg-Berlin, Mitglied des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Physikalische Chemie und Elektrochemie. 18. Mai von 7—9 Uhr abends in der Essener Börse.
8. Stoßwirkungen und Stoßbeanspruchungen durch Kraftfahrzeuge. Prof. Paul Langer-Aachen, Technische Hochschule. 22. und 23. Mai 1928 von 7—9 Uhr abends in der Essener Börse.
9. Über Grundwasser und die Folgen einer Entziehung. Prof. der Geologie Dr. Th. Wegner-Münster (Westf.), Universität. 5. und 12. Juni von 7—9 Uhr abends in der Essener Bergschule.

Personalien.

(**Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.**)

Neuer Lehrauftrag: Dem wissenschaftlichen Mitarbeiter der Leitz-Werke in Wetzlar Dr. Lihotzki für angewandte Optik an der Universität Gießen.

Gesuche.

Physiker

(Dr. phil. mit Staatsexamen) langj. Hochschulassistent, sucht Stellung an wissenschaftlichem Institut od. Industrie. (Akustik, Elektroakustik, Thermodynamik, Ballistik)

Angebote unter **S. H. 3** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig C 1, Königstraße 2 erbeten.

Physiker

zurzeit in der Industrie, sucht Assistentenstelle an physikalischem Institut, wo die Möglichkeit zur Habilitation gegeben ist. Referenzen vorhanden

Zuschriften erbeten unter **S. H. 4** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig C 1, Königstr. 2

Angebote.

Jüngerer Physiker

mit abgeschlossener Hochschulbildung u. Erfahrungen in Röntgenarbeiten möglichst sofort gesucht.

Ausführliche Zuschriften mit allen Unterlagen an

Vereinigte Glanzstoff-Fabriken A.-G.
Technische Zentrale
Oberbruch, Bez Aachen

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.